Energie- und Massenabhängigkeit der Lumineszenz von Zinksulfid bei Anregung mit Ionen

INAUGURAL-DISSERTATION
zur
Erlangung der Doktorwürde
der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von
Dieter Eitner
aus Beuthen/Oberschl.

1963

Energie- und Massenabhängigkeit der Lumineszenz von Zinksulfid bei Anregung mit Ionen

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

der

Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Freien Universität Berlin

vorgelegt von

Dieter Eitner

aus Beuthen/Oberschl.

1. Gutachter: Prof. Dr. H. Lassen

2. Gutachter: Prof. Dr. R. Honerjäger

Tag der mündlichen Prüfung: 13. 3. 1963

Tag der Promotion: 24. Juli 1963

R. UNIV. BIBLIOTHEEK LEIDEN

Inhalt:

	Seite
A. Einleitung	3
B. Experimentelle Anordnung	5
C. Messungen	13
1. Durchführung der Messungen	13
2. Stromdichteabhängigkeit der Lumineszenzausbeute	14
3. Lumineszenzschädigung als Funktion von Energie und Masse der Ionen	15
4. Lumineszenzausbeute als Funktion von Energie und Masse der Ionen	22
D. Diskussion	29
1. Lumineszenzschädigung	29
2. Lumineszenzausbeute	34
2.1 Vergleich mit bisherigen Messungen	34
2.2 Energieabhängigkeit der Lumineszenzausbeute	36
3. Bemerkung zur Massenabhängigkeit von Schädigung und Lumineszenzausbeute	39
E. Zusammenfassung	42
F. Literatur	43
Lebenslauf	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548012_0078

A. Einleitung

Auf einen Kristall einfallende Ionen übertragen ihre Energie an die Gitterbausteine durch elastische und unelastische Stöße. Elastische Stöße, die die Gitteratome in ihrer inneren Struktur nicht verändern, führen neben der Anregung von Gitterschwingungen, der Zerstäubung des Kristalles und der Reflexion der eingefallenen Ionen zur Bildung von Gitterfehlordnungen. Gitteratome werden dabei von ihren normalen Plätzen gestoßen und auf Zwischengitterplätzen angeordnet. Diese Art von Gitterfehlern wird als FRENKEL-Defekte bezeichnet ([38] S. 392). Bei den unelastischen Stößen wird ein Teil der Energie der Ionen an die Elektronenhülle der Gitteratome übertragen, wobei Elektronen in höhere Energieniveaus gehoben werden. Genügend energiereiche Elektronen können als Sekundärelektronen den Kristall verlassen, bei den Kristallphosphoren, zu denen das hier untersuchte Zinksulfid zu rechnen ist, entstehen daneben im Gitter bewegliche, quasifreie Elektronen.

Für die Lumineszenz bei Ionenanregung ist in erster Linie die Erzeugung von quasifreien Elektronen und von FRENKEL-Defekten von Bedeutung. Den Lumineszenzvorgang in Zinksulfid kann man ebenso wie bei Lichtanregung mit dem Bändermodell der Elektronenenergieterme der Kristallphosphore beschreiben. Die in das Leitungsband gehobenen quasifreien Elektronen rekombinieren mit den gleichzeitig im Valenzband erzeugten Defektelektronen über die durch Dotierung mit Fremdatomen gebildeten Aktivatorterme unter Emission eines Lichtquantes. Die Gitterfehlstellen verursachen diskrete Energieterme dicht unterhalb des Leitungsbandes, die sogenannten Haftterme [15], [17], über die eine strahlungslose Rekombination von Elektronen-Löcher-Paaren, und damit eine strahlungslose Vernichtung von Anregungsenergie möglich ist.

Während bei der Anregung die Konzentration der Leitungselektronen nach einer gewissen Zeit, der Anklingzeit der Lumineszenz, einen stationären Wert annimmt, wächst die Zahl der FRENKEL-Defekte monoton mit der Bestrahlungsdauer an. Das führt zu einer Abnahme der Lumineszenzfähigkeit des Phosphors,

die man als Lumineszenzschädigung oder -zerstörung bezeichnet.

Es ist sehr schwierig, aus der Messung der Lumineszenzanregung durch Ionen auf die bei der Wechselwirkung der Ionen mit dem Kristall im einzelnen auftretenden Vorgänge eindeutige Schlüsse zu ziehen, da hier eine Überlagerung vieler ineinandergreifender Elementarprozesse vorliegt. Die Wirkungsquerschnitte für elastische und unelastische Stöße sind zwar die wichtigsten Größen für die Beschreibung der Wechselwirkung, doch spielen zusätzlich eine Reihe von weiteren Effekten eine Rolle. Das sind z.B. die Diffusion der Leitungselektronen aus dem Anregungskanal heraus oder die Sekundäreffekte durch Gitteratome, die durch elastische Stöße eine genügend hohe Energie erhalten haben. Die Diskussion wird sich darauf beschränken, die direkten Stöße zum Verständnis der Messungen heranzuziehen. Befriedigende Ergebnisse liefert die Theorie hier nur für stoßende Teilchen hoher Energien, wo man mit Hilfe der BORNschen Näherung Aussagen über den Wirkungsquerschnitt erhalten kann. Diese Näherung gilt jedoch nicht mehr für Ionen der hier vorkommenden Geschwindigkeiten. In diesem Energiebereich existieren nur Abschätzungen über die Größe der Wirkungsquerschnitte. Es wird versucht werden, die Meßergebnisse damit zu deuten.

Den Anstoß zu dieser Arbeit gaben Fragen der Anwendung von Leuchtstoffen zum Ionennachweis in der Massenspektroskopie [14], [16]. Eine Reihe von Arbeiten anderer Autoren, die vor und während dieser Untersuchungen veröffentlicht wurden, wird mit den eigenen Ergebnissen verglichen werden.

B. Experimentelle Anordnung

Die für die hier beschriebenen Untersuchungen gebaute Apparatur bestand in ihrem Hauptteil aus einem Vakuumgefäß, in dem Ionen erzeugt, beschleunigt und auf den darin angebrachten Phosphor geschossen werden konnten. Abb. 1 stellt diese Anordnung in einer schematischen Skizze dar. Zur Evakuierung diente eine Quecksilberdampfstrahlpumpe (Hg 12 der Fa. Leybold), die über zwei hintereinandergeschaltete, auf der Temperatur der flüssigen Luft gehaltene Kühlfallen an die Apparatur angeschlossen war. Das benötigte Vorvakuum wurde mit einer rotierenden Ölpumpe (D2 der Fa. Leybold) erzeugt. Der Druck in der Apparatur konnte mit einem Ionisationsmanometer gemessen werden. Das Endvakuum betrug, wenn man zur Berechnung den Eichfaktor für Luft benutzte, etwa $8 \cdot 10^{-6}$ torr. Bei eingeschalteter Gaszufuhr zur Ionenquelle (siehe unten) stieg der Druck auf $2\text{-}5 \cdot 10^{-5}$ torr an.

Zur Erzeugung positiver Ionen der verwendeten Gase wurde eine Elektronenstoßionenquelle üblicher Bauart gewählt. Eine Wolframkathode K emittierte Elektronen, die durch ein elektronenoptisches System nach PIERCE [43] zur Anode A beschleunigt und fokussiert wurden. Der durch die Anodenbohrung ausgeblendete Strahl durchlief den Ionisierungsraum J, ionisierte dort und traf danach auf den Auffänger F. Damit keine Sekundärelektronen in den Ionisierungsraum zurücktreten konnten, lag dieser auf einem gegenüber dem Ionisierungsraum positiven Potential. Bei guter Justierung der Kathode trugen etwa 80 % des gesamten emittierten Elektronenstromes zur Ionisierung bei.

Das zu ionisierende Gas strömte aus einem Vorratsgefäß - für jede Gasart stand ein eigener Glasbehälter zur Verfügung - durch eine Glaskapillare als Strömungswiderstand in den Ionisierungsraum. Durch die als Strömungswiderstand wirkende Anodenblende und Blende B3 wurde dort ein Druck von einigen 10^{-3} torr aufrechterhalten. Bei diesem Druck, der auch in dem gläsernen Zuleitungsrohr zur Ionenquelle herrschte, zündete dort durch die daran liegende Hochspannung mitunter (besonders bei Verwendung von Neon) eine Gasentladung. Durch Einschalten von Elektroden, die auf Zwischenpotentialen lagen, wurde die

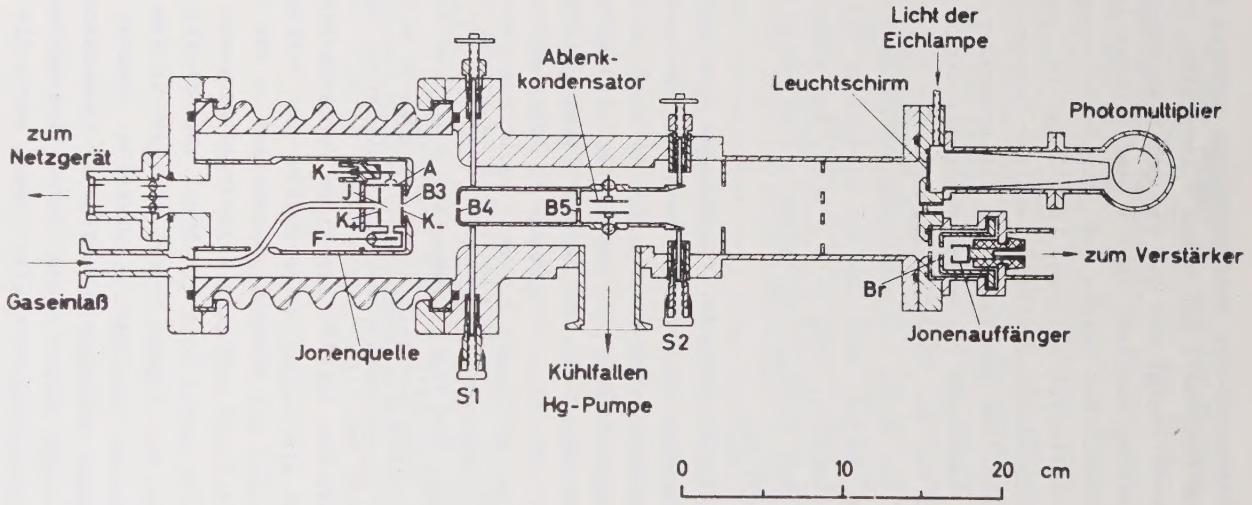


Abb. 1 Apparatur (schematisch)

K	Wolframkathode	K_+ }	Elektroden des	S1, S2	Justierschrauben
A	Anode der Ionenquelle	K_- }	Ionensaugfeldes	Br	Sekundärelektronen-
J	Ionisierungsraum	B3	Ionenaustrittsblende		bremselektrode
F	Elektronenauffänger	B4, B5	Ionenstrahlblenden		

Spannung, die am Gaszuleitungsrohr lag, unterteilt. Entsprechend dem PASCHENschen Gesetz erhöhte sich dabei die Zündspannung so weit, daß keine Gasentladung mehr brannte. Die im Ionisierungsraum gebildeten Ionen wurden durch ein zwischen K_+ und K_- liegendes elektrisches Feld von etwa 10 V/cm abgesaugt und traten durch die Blende B3 aus der Ionenquelle aus.

Um die Restgasabgabe der Wände der Ionenquelle klein zu halten und damit einen hinreichend geringen Anteil von Restgasionen im Ionenstrahl zu erzielen, wurde beim Bau der Ionenquelle die Verwendung organischer Stoffe vermieden. Alle Teile wurden aus Metall oder Keramik angefertigt. Gleichzeitig wurde dadurch die Bildung von Isolierschichten auf elektronenbestrahlten Oberflächen erschwert. Diese Schichten bestehen aus "crack"-Produkten organischer Substanzen und haben Aufladungen und damit Schwankungen des Elektronenstrahles zur Folge. Die Säuberung der Ionenquelle von solchen Schichten brauchte erst nach etwa einhundert Betriebsstunden vorgenommen zu werden.

Zur Erzielung einer hohen Meßgenauigkeit wurde angestrebt, einen möglichst konstanten Ionenstrom zu erzeugen. Da die Größe des Ionenstromes dem Druck im Ionisierungsraum und dem Elektronenstrom proportional ist, war die Voraussetzung dafür die Konstanz dieser beiden Größen. Die Wahl eines bei den gegebenen Strömungsverhältnissen hinreichend großen Gasvorratsbehälters und die durch den verhältnismäßig großen Strömungswiderstand der beiden Kühlfallen von Schwankungen der Sauggeschwindigkeit der Quecksilberpumpe (8 Ltr/s) wenig abhängige effektive Sauggeschwindigkeit an der Ionenquelle (etwa 1 Ltr/s) stellten eine genügende Konstanz des Druckes sicher. Der Elektronenstrom, der über den Auffänger meßbar war - er konnte auf Werte zwischen 0,5 und 25 uA eingestellt werden -, wurde durch Steuerung des Kathodenheizstromes stabilisiert, wozu eine elektronische Regelung entworfen wurde, die auf dem von RIDENOUR und LAMPSON [42] angegebenen Prinzip beruhte. Durch diese Maßnahmen gelang es, nach einer genügend langen Einlaufzeit der Apparatur den Ionenstrom über einige Minuten auf

etwa 3 °/oo und über einige Stunden auf wenige Prozent konstant zu halten.

Das Hochspannungsfeld zwischen Ionenquelle und Blende B4 beschleunigte die Ionen auf die jeweils gewünschte Energie, die zwischen weniger als 1 und 40 keV variiert werden konnte. Die Ionenquelle mit dem dazugehörigen Spannungsversorgungsgerät, das über einen Isoliertransformator und eine Konstanthalteanlage aus dem Netz betrieben wurde, lag auf Hochspannungspotential. Die übrige Apparatur war geerdet. Die Messung der Hochspannung und damit der Energie der Ionen erfolgte mit einem sorgfältig geeichten Widerstand von 1000 MΩ und angeschlossenem Drehspulinstrument. Auf Grund der Verwendung einer Elektronenstoßionenquelle und der geringen Welligkeit der Hochspannung betrug die Energieinhomogenität der Ionen nur wenige Elektronenvolt.

Zur Anregung des Leuchtschirmes wurde durch die Blende B5 ein definierter Ionenstrahl etwa konstanter Stromdichte ausgeblendet. Der Strahl konnte durch ein elektrisches Feld wahlweise auf den Leuchtschirm oder den zur Messung des Ionenstromes bestimmten Auffänger abgelenkt werden. Diese symmetrische Anordnung gewährleistete, daß der Weg der Ionen zum Auffänger und zum Leuchtschirm etwa gleich lang war, so daß Veränderungen des Ionenstromes auf dem Wege durch die Apparatur in beiden Fällen gleich groß waren und nur der tatsächlich auf den Leuchtschirm fallende Ionenstrom mit dem Auffänger gemessen wurde. Um den Ablenkwinkel von Größe und evtl. Schwankungen der Hochspannung unabhängig zu machen, wurde die Ablenkspannung über ein Potentiometer von der Hochspannung abgegriffen.

Ablenkkondensator und die Blenden B4 und B5 waren zu einer Einheit zusammengefaßt, die zur Justierung durch die Schrauben S1 und S2 im Betrieb verstellt werden konnte. Der durch die Blende B4 hindurchtretende Ionenstrom wurde zur Einstellung dieser Blende auf die Mitte des Ionenstrahles mit einem vorübergehend eingebauten Hilfsauffänger gemessen. Die Justierung der Blende B5 und des Ablenkkondensators geschah zunächst optisch mit Hilfe eines Theodoliten. Zur Kontrolle und Fein-

justierung konnte der Ionenstrahl auf einem Leuchtschirm, der über den ganzen Querschnitt der Apparatur reichte, beobachtet werden. Die Leuchtschirmbilder wurden photographiert und an einem Koordinatenmeßgerät ausgewertet.

Der Austritt von Sekundärelektronen aus dem Ionenauffänger wurde durch eine davor angebrachte Bremselektrode Br verhindert. Der Auffängerstrom wurde für verschiedene Ionenenergien E als Funktion der Bremsspannung U_{Br} gemessen. Bei Werten unter -20 V war der Strom unabhängig von der Größe der Bremsspannung (siehe Abb. 2). Daraus ging hervor, daß keine Sekundärelektronen den Auffänger verließen und der wahre Ionenstrom angezeigt wurde. Der Verlauf der Auffängerkennlinie deutet in Übereinstimmung mit Messungen anderer Autoren [24] - [27] darauf hin, daß die Sekundärelektronen mit einer maximalen Energie von weniger als 20 eV austreten. Für alle folgenden

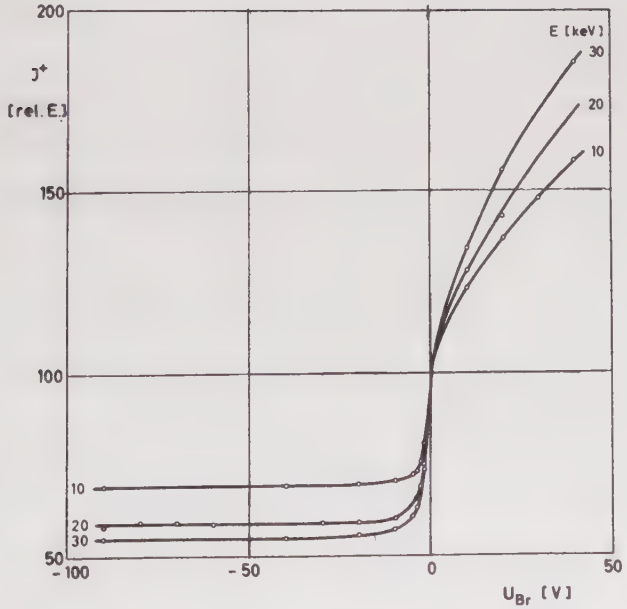


Abb. 2 Auffängerstrom I^+ als Funktion der Bremsspannung U_{Br}, Ionenenergie E als Parameter.

Messungen wurde eine Bremsspannung von -90 V gewählt. Die Öffnung des Auffängers war größer als der Strahlquerschnitt, so daß alle Ionen erfaßt wurden. Durch Variation der Ablenkspannung konnte das bestätigt werden. Darüber hinaus wurde die auch bei der Messung der Lumineszenzschädigung benötigte Größe des Strahlquerschnittes direkt durch Ausmessen von Photographien des Leuchtschirmes bestimmt. Abb. 3 zeigt zwei in zueinander senkrechten Richtungen aufgenommene Photometerkurven des Leuchtfleckes im Vergleich zur Größe der Auffängeröffnung.

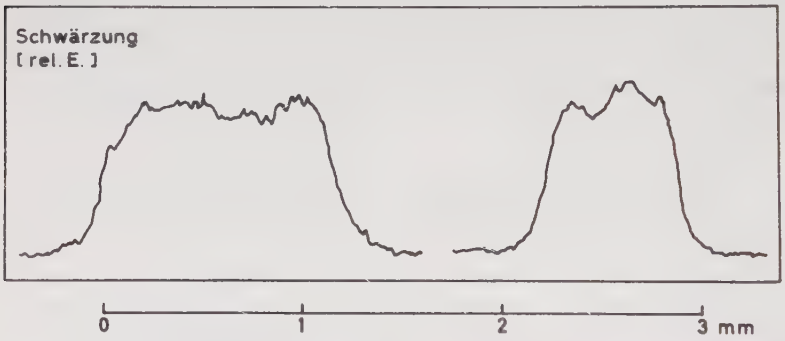


Abb. 3 Schwärzungsverlauf einer Leuchtfleckaufnahme längs zweier zueinander senkrechter Richtungen. Der Durchmesser der Auffängeröffnung beträgt 3 mm.

Zur Messung des Ionenstromes stand ein im hiesigen Institut von FRICK [44] entwickelter Schwingkondensator-Elektrometerverstärker zur Verfügung. Damit wurde der durch den Ionenstrom verursachte Spannungsabfall an einem Widerstand (10^9 - 10^{11} Ω, Typ RX1 der Fa. The Victoreen Instrument Co.) gemessen. Die genauen Werte der Widerstände wurden in Abhängigkeit von Spannung und Temperatur in einer empfindlichen Brückenschaltung bestimmt. Die Ausgangsspannung des Elektrometerverstärkers registrierte ein Kompensationsschreiber (Linecomp der Fa. Hartmann & Braun A.G.). Die Ionenströme lagen im Bereich von 10^{-14} bis 10^{-11} A. Die Linearität der gesamten Anordnung wurde überprüft.

Der zu untersuchende Leuchtstoff wurde in reinstem Methanol

als polykristalline Schicht auf eine Glasscheibe sedimentiert. Messungen wurden an zwei Präparaten vorgenommen, dem Leuchtstoff SF 312 der Fa. Auer A.G. Berlin und dem Leuchtstoff K1 blau/1 der Fa. Leuchtstoffwerk GmbH Heidelberg, die beide aus silberaktiviertem Zinksulfid (ZnS:Ag) bestehen. Der Kristallgittertyp der Substanzen konnte aus Röntgenbeugungsaufnahmen bestimmt werden+). Ersterer hatte eine rein kubische Kristallstruktur, letzterer bestand aus überwiegend kubischen und geringen Anteilen von hexagonalen Kristallen. Die Korngröße betrug 5 - 10 μ, die Schichtdicke war etwa 6 mg/cm^2. Wegen der geringen Eindringtiefe der Ionen (maximal 3000 Å [2], [8]) mußte auf die Verwendung eines Bindemittels verzichtet werden. Die Haftfestigkeit der Kristallkörner auf der Unterlage war jedoch so groß, daß man mit dem Leuchtschirm hantieren konnte. Um Aufladungen des Leuchtschirmes zu verhindern, waren die Glasscheiben mit einer lichtdurchlässigen, elektrisch leitenden Schicht (Hersteller Fa. Heraeus), die auf Erdpotential gelegt wurde, bedampft. Die Leuchtschirme wurden vor einer Messung mindestens 12 Stunden im Vakuum gelagert. Mit der Messung wurde erst begonnen, wenn der Druck in der Apparatur ohne Gaseinlaß weniger als 10^{-5} torr betrug.

Das im Phosphor erzeugte Lumineszenzlicht fiel durch die Trägerscheibe und einen Lichtleiter auf die Kathode eines Photomultipliers vom Typ 931A (Fa. RCA). Es wurde ein auf extrem kleinen Dunkelstrom hin ausgesuchtes Exemplar benutzt. Mehrere, zum Teil geschwärzte Blenden in der Apparatur verhinderten, daß Streulicht von der Glühkathode der Ionenquelle auf den Multiplier gelangte. Der Anodenstrom des Multipliers wurde mit einem Picoamperemeter (Typ P24 der Fa. Knick Berlin), das Messungen über 6 Größenordnungen gestattete, gemessen und ebenfalls mit dem Kompensationsschreiber registriert.

Da die Empfindlichkeit eines Photomultipliers nicht nur sehr stark von dessen Betriebsspannung, sondern auch von der Vorbehandlung abhängt ("Ermüdung"), genügt eine hinreichend konstante

---

+)Für die Durchführung dieser Messungen am Fritz-Haber-Institut der Max-Planck-Gesellschaft bin ich Herrn Bialas zu Dank verpflichtet.

Betriebsspannung nicht, um eine konstante Empfindlichkeit des Multipliers zu gewährleisten. Der Multiplier wurde hier abwechselnd mit dem Lumineszenzlicht und dem Licht einer mit stabilisierter Spannung betriebenen, vorher künstlich gealterten Eichlampe (Wi 30 der Fa. Osram GmbH) bestrahlt, so daß sich Empfindlichkeitsänderungen des Multipliers eliminieren ließen. Es sind daher sämtliche Messungen untereinander vergleichbar.

Die Bestrahlungszeiten wurden über den Papiervorschub des Kompensationsschreibers, der von einem Synchronmotor angetrieben war, gemessen.

C. Messungen

1. Durchführung der Messungen

Die im folgenden beschriebenen Untersuchungen wurden mit Wasserstoff- und Edelgasionen[+)] vorgenommen. Für die Wahl der Edelgase war einmal bestimmend, daß deren Atome einen ähnlichen Aufbau der äußeren Schale der Elektronenhülle besitzen und daher für die Untersuchung der Massenabhängigkeit der verschiedenen Lumineszenzerscheinungen geeignet erschienen. Zum anderen waren meßtechnische Gesichtspunkte maßgebend. Da ein Magnetfeld zur Massentrennung in der Apparatur nicht zur Verfügung stand, sollte von vornherein möglichst nur eine einzige Ionenart erzeugt werden. Das gelingt am ehesten bei den Edelgasen. Molekülionen treten bei der Ionisierung der Edelgase praktisch nicht auf. Die Entstehung mehrfach geladener Ionen läßt sich durch die Wahl einer genügend kleinen Energie der ionisierenden Elektronen unterbinden, was allerdings nicht immer ausgenutzt werden konnte (siehe im folgenden). Bei Wasserstoff werden vorherrschend H_2^+-Ionen gebildet, der Anteil von H^+-Ionen ist, wie aus Messungen von RUDLOFF [32] geschlossen werden konnte, kleiner als 10 %, so daß auch hier im wesentlichen nur eine Ionenart vorliegt.

Zur Messung des Restgasionenanteils wurde die Gaszufuhr zur Ionenquelle abgestellt. Der dabei in der Ionenquelle auftretende neue Gleichgewichtszustand stellte sich im allgemeinen innerhalb weniger Minuten ein. Nur beim Arbeiten mit Xenon wurde erst einige Stunden nach dem Abstellen der Gaszufuhr ein stationärer Zustand erreicht. Der Grund hierfür könnte ein "memory"-Effekt sein, der durch Kondensation des Xenons in den Kühlfallen und darauf folgende Rückdiffusion in die Ionenquelle zustande kommt [46]. Der Einfluß der Restgasionen auf die Lumineszenzmessungen wird in den beiden nächsten Abschnitten besprochen werden.

Bei der Durchführung der Messungen wurde jeweils der Anodenstrom des Photomultipliers I_{Ph}, der dem vom Phosphor emittierten

---

[+)] Für die Überlassung der Gase Krypton und Xenon danke ich der Firma Osram GmbH.

Lichtquantenstrom proportional ist, und der Ionenstrom I^+, aus dem sich die Ionenstromdichte j^+ in der bestrahlten Fläche F zu $j^+ = I^+/F$ berechnen läßt, bei fester Energie E der Ionen ermittelt. Die erzeugbaren Ionenstromdichten lagen zwischen 10^{-12} und 10^{-9} A/cm^2. Unter der Lumineszenzausbeute L wird der Quotient aus Photostrom und Ionenstrom

$$L = I_{Ph}/I^+ \qquad (1)$$

verstanden. L wird immer in relativen Einheiten angegeben und entspricht dem bei der Photolumineszenz benutzten Begriff Quantenausbeute, während der Quotient L/E mit der Energieausbeute zu vergleichen wäre.

2. Stromdichteabhängigkeit der Lumineszenzausbeute

Die Lumineszenzausbeute ist nach den bisher von verschiedenen Autoren [1], [2], [9] durchgeführten Messungen unabhängig von der Ionenstromdichte. Die von DÖLL [13] gemessenen Abweichungen treten erst bei höheren Stromdichten (5.10^{-8} A/cm^2) als den hier verwendeten auf. Es erschien daher ausreichend, für die vorliegenden Leuchtstoffe an Beispielen die Unabhängigkeit zu überprüfen.

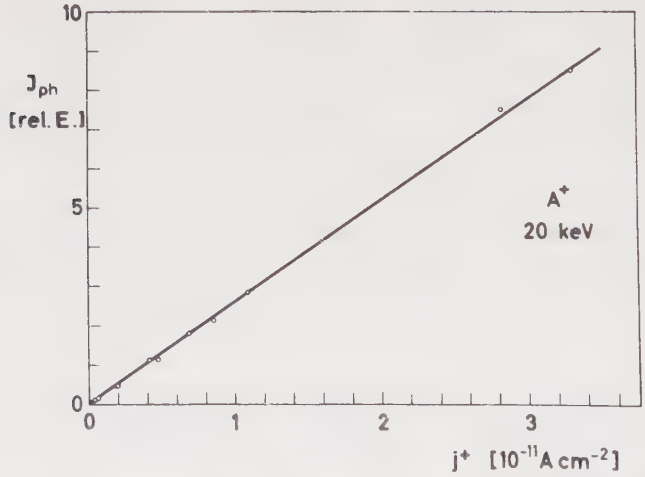


Abb. 4 Photostrom I_{Ph} als Funktion der Ionenstromdichte j^+ für einen ungeschädigten Phosphor (SF 312).

Im ersten Falle wurde ein ungeschädigter Leuchtschirm mit A^+-Ionen von 20 keV Energie mit verschiedenen Ionenstromdichten angeregt. Die Auswertung der Messungen, die in Abb. 4 dargestellt sind, ergab innerhalb der Fehlergrenzen von 5 % einen linearen Zusammenhang.

Abb. 5 zeigt eine gleichartige Messung mit Ne^+-Ionen von 35 keV Energie an einem vorher auf 3 % seiner ursprünglichen Lumineszenzausbeute geschädigten Phosphor. Auch hier ist die

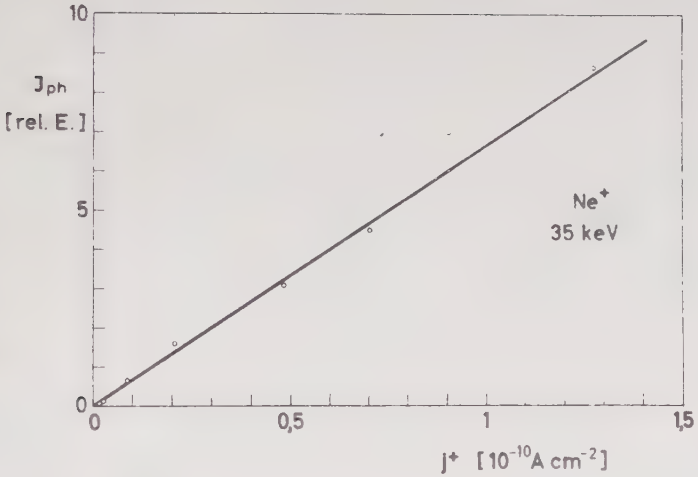


Abb. 5 Photostrom I_{Ph} als Funktion der Ionenstromdichte j^+ für einen auf 3 % seiner ursprünglichen Lumineszenzausbeute geschädigten Phosphor (SF 312).

Lumineszenzausbeute innerhalb der wegen der geringeren Lichtintensität etwas größeren Streufehler unabhängig von der Ionenstromdichte.

3. Lumineszenzschädigung als Funktion von Energie und Masse der Ionen.

Zum Nachweis der schädigenden Wirkung der Ionen wurde die Abnahme der Lumineszenzausbeute bei andauerndem Ionenbeschuß gemessen. Das Lumineszenzlicht wurde bei konstanter Ionenstromdichte, die etwa 10^{-10} A/cm^2 betrug, fortlaufend registriert.

Zur Kontrolle der Konstanz des Ionenstromes und der Empfindlichkeit des Photomultipliers wurde die Registrierung jeweils kurzzeitig unterbrochen.

Bei diesen Messungen mußte, um genügend große Ionenströme zu erhalten, eine Energie der ionisierenden Elektronen von 300 eV gewählt werden, wobei auch mehrfach geladene Ionen erzeugt wurden. Deren Anteil an der Gesamtzahl der Ionen ist bei Wasserstoff naturgemäß Null, beträgt bei Helium weniger als 3 °/oo und ist daher zu vernachlässigen, steigt aber von 6,4 % bei Neon bis auf 32 % bei Xenon an [28] - [31]. k-fach geladene Ionen werden gegenüber einfach geladenen auf die k-fache Energie beschleunigt und liefern einen k-fachen Strom am Auffänger. Die in der Darstellung der Ergebnisse als Abszisse aufgetragene Anzahl N der nach einer Bestrahlungszeit t insgesamt pro Flächeneinheit auf den Leuchtschirm aufgetroffenen Ionen wurde aus den gemessenen Größen Ionenstrom I^+, bestrahlte Fläche F, der bekannten Ladung k·e (e = Elementarladung) und den bekannten Anteilen p_k der mehrfach geladenen Ionen zu

$$N = \frac{I^+ \cdot t}{F \cdot e \cdot \sum_K k \cdot p_k} \qquad (2)$$

berechnet. Dadurch wird die tatsächliche Ionenzahl ermittelt, während die angegebene Energie der Ionen nur für die einfach geladenen Ionen gilt.

Die bestrahlte Fläche F wurde, wie bereits erwähnt, dadurch bestimmt daß von dem Leuchtfleck eine photographische Aufnahme bei etwa 3-facher Vergrößerung gemacht wurde. Der ursprünglich kreisförmige Strahlquerschnitt, der durch die Abbildungsfehler des Ablenkfeldes zu einer Ellipse verzerrt ist, wurde mit einem Koordinatenmeßgerät und teilweise durch Photometrierung ausgemessen. Zur Bestimmung des Abbildungsmaßstabes der Aufnahme wurde ein Maßstab bei gleicher Einstellung der Kamera photographiert.

Die Ordinate L/L_o bzw. L_o/L in den folgenden Abbildungen ist das Verhältnis der Lumineszenzausbeute L = L(N) des durch N Ionen geschädigten Phosphors zu der des ungeschädigten Phosphors L_o. L_o konnte nicht direkt gemessen werden, da das Anklingen

der Lumineszenz mit einer gewissen Zeitkonstanten erfolgt und bis zum Erreichen des stationären Wertes von L der Phosphor bereits geschädigt ist. L_o wurde durch rückwärtige Extrapolation aus dem Verlauf von L gewonnen.

Für verschiedene Ionen der Energie 37 keV sind die Messungen am Leuchtstoff K1 blau/1 in Abb. 6 wiedergegeben. Zu Beginn der Bestrahlung gehorchen alle Schädigungskurven, wie der lineare Verlauf in der Darstellung, wo L_o/L über N aufgetragen ist, zeigt, der von HANLE und RAU [1] angegebenen und von mehreren Autoren [4], [6], [13] bestätigten Funktion

$$L = \frac{L_o}{1 + CN} \quad , \tag{3}$$

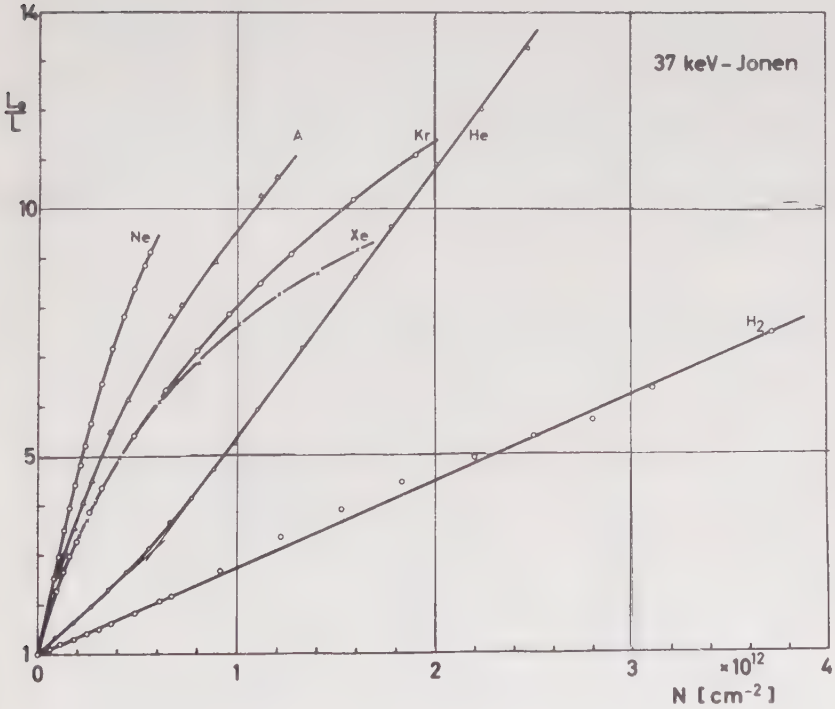


Abb. 6 Lumineszenzschädigung für verschiedene Ionen gleicher Energie gemessen am Leuchtstoff K1 blau/1.

wobei C die sogenannte Schädigungs- oder Zerstörungskonstante ist. Bei schweren Ionen und großem N treten jedoch erhebliche Abweichungen von dieser Funktion auf, was sich darin äußert, daß der Verlauf in Abb. 6 nicht mehr linear ist.

Die Schädigung läßt sich für alle Ionen einheitlich durch das empirische Gesetz

$$L = \frac{L_o}{(1 + C'N)^n} \qquad (4)$$

beschreiben, wo n eine weitere Konstante ist, die bei H_2^+- und He^+-Ionen nahe 1 liegt und zu schweren Ionen und kleinen Energien hin bis auf 0,4 abnimmt. Das wird deutlich, wenn man L/L_o über N in doppeltlogarithmischem Maßstabe, was für die Messungen am Leuchtstoff SF 312 in den Abb. 7-11 gezeigt wird, aufträgt und mit der in Abb. 12 nach (4) für verschiedene n berechneten Kurvenschar vergleicht. Als Abszisse wurde in Abb. 12 der Logarithmus des Produktes CN gewählt. Die Größe von C hat auf die Gestalt der Kurven in doppeltlogarithmischer Darstellung keinen Einfluß, so daß die Kurven der Abb. 12 mit den in den Abb. 7-11 dargestellten Messungen zur Bestimmung

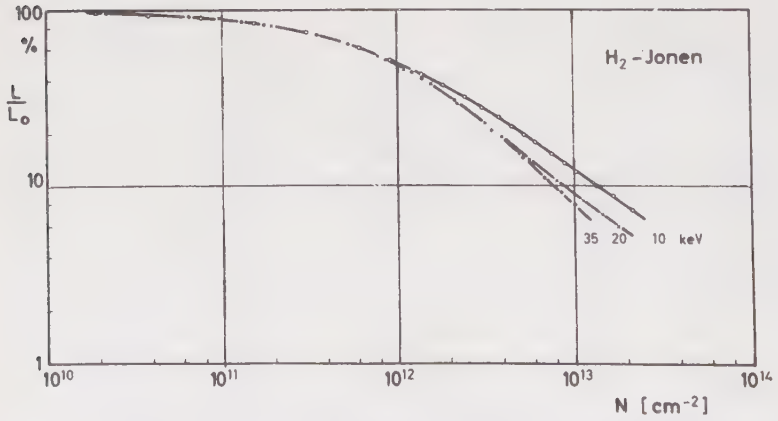
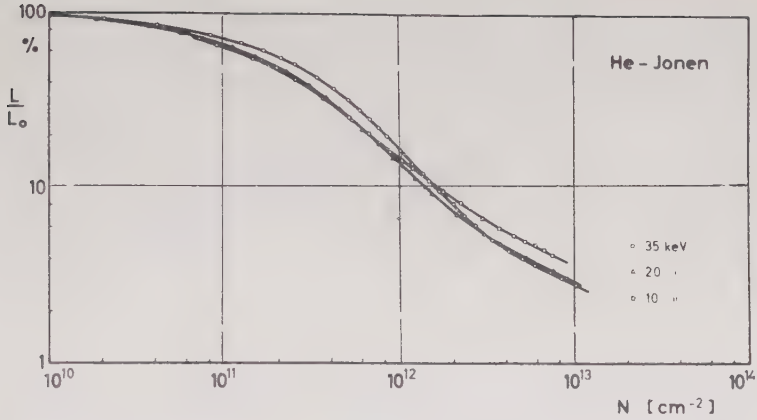
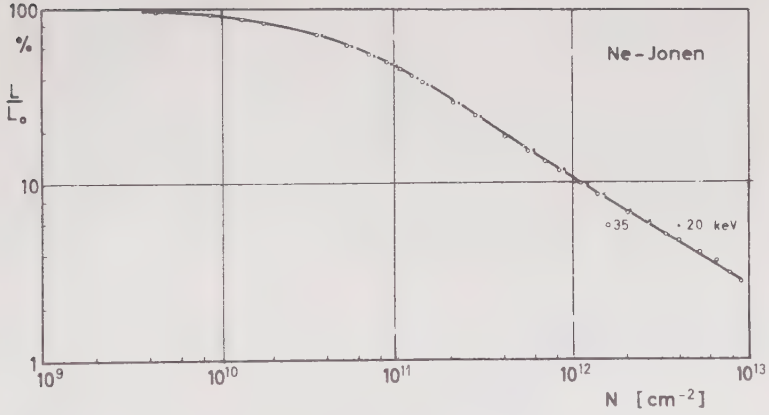
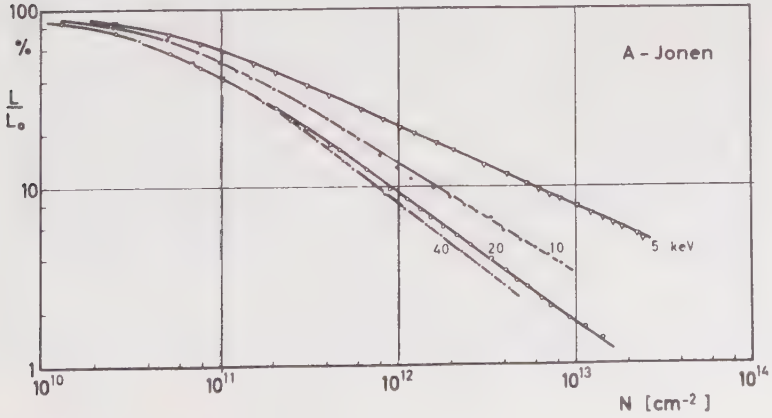


Abb. 7


100
%
L/L₀
10
1
10¹⁰
10¹¹
10¹²
10¹³
10¹⁴
N [cm⁻²]
He - Jonen
○ 35 keV
△ 20 "
○ 10 "


100
%
L/L₀
10
1
10⁹
10¹⁰
10¹¹
10¹²
10¹³
N [cm⁻²]
Ne - Jonen
○35
· 20 keV


100
%
L/L₀
10
1
10¹⁰
10¹¹
10¹²
10¹³
10¹⁴
N [cm⁻²]
A - Jonen
40
20
10
5 keV

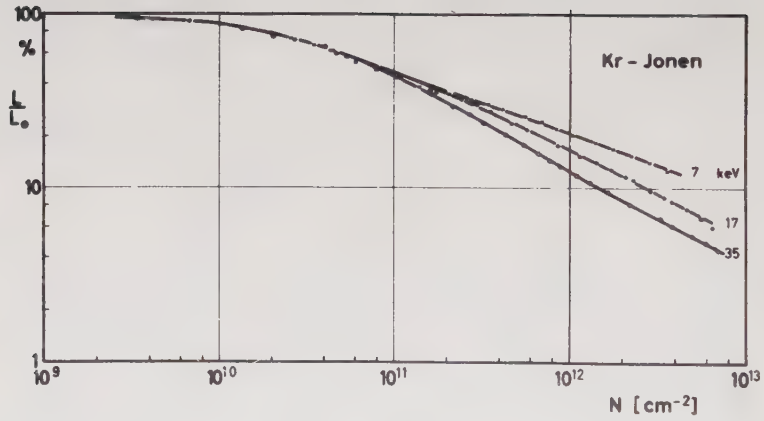


Abb. 11

Abb. 7-11 Lumineszenzschädigung für verschiedene Ionen verschiedener Energie gemessen am Leuchtstoff SF 312.

von n verglichen werden können. Der Exponent n ist gleich der Steigung der sich für großes N ergebenen Geraden.

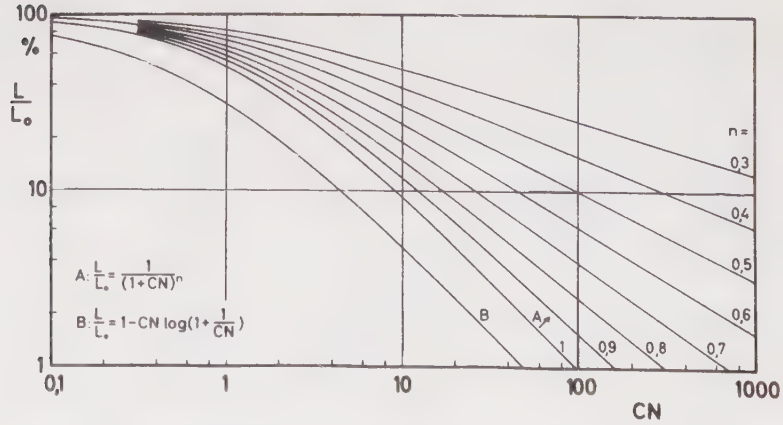


Abb. 12 Berechnete Lumineszenzschädigungskurven

Die in Abb. 12 ebenfalls dargestellte Funktion

$$L = L_o \left[1 - CN \cdot \log(1 + \frac{1}{CN}) \right] \qquad (5)$$

ist die von BROSER und WARMINSKY [15] gemessene und berechnete Schädigungskurve von CdS für α-Strahlanregung. Sie unterscheidet sich nicht wesentlich von (3) und gibt ebenso wie diese die hier durchgeführten Messungen nicht vollständig wieder.

Der Anteil der Schädigung durch Restgasionen wurde nicht eliminiert. Bei den zu diesen Messungen gewählten Betriebsbedingungen der Ionenquelle konnte der Restgasionenanteil auf etwa 2 % begrenzt werden. Um abzuschätzen, welchen Einfluß die Restgasionen auf den Schädigungsverlauf ausüben, wurde die Schädigungskurve von Restgasionen allein gemessen. Weiterhin wurde von der Annahme ausgegangen, daß sich die Schädigung durch zwei Ionenarten unabhängig voneinander superponiert. Die Durchführung dieser Rechnung unter Berücksichtigung der vorliegenden Betriebsbedingungen zeigte, daß die gemessenen Schädigungskonstanten infolge der Restgasionen bei H_2^+-Ionen um etwa 30 %, bei den anderen Ionen um weniger als 8 % zu hoch liegen. Wegen der Unsicherheit der dieser Abschätzung zugrunde liegenden Annahme - infolge der unterschiedlichen Reichweiten der verschiedenen Ionen unterscheiden sich die Bereiche im Phosphor, in denen die für die Schädigung verantwortlichen Gitterfehler erzeugt werden - wurde von einer Korrektur der gemessenen Werte, die, außer im Falle von H_2^+-Ionen, auch nicht sehr erheblich ist, abgesehen.

Die in den Abb. 7-11 wiedergegebenen Messungen zeigen, daß die Schädigung, außer bei He^+-Ionen, mit steigender Energie der Ionen zunimmt. Für He^+-Ionen ist das erst bei sehr starker Schädigung der Fall, außerdem treten hier, wie auch aus Abb. 6 ersichtlich, Schädigungskurven auf, die sich bereichsweise durch Funktionen der Art

$$L = \frac{L_o}{A + C \cdot N} \qquad (3a)$$

beschreiben lassen. Dabei ist A eine Konstante, die von 1 ver-

schieden sein kann. Ein solcher Verlauf ist auch von DÖLL [13] für He^+-Ionen gefunden worden.

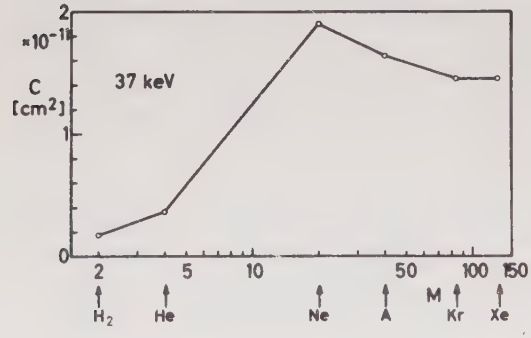


Abb. 13 Schädigungskonstante C als Funktion der Massenzahl M. (Ermittelt aus den Meßwerten der Abb. 6.)

Die Massenabhängigkeit der Schädigung ist am Beispiel des Leuchtstoffes K1 blau/1 für Ionen der Energie 37 keV in Abb. 13 dargestellt. Bis zur Schädigung auf die Hälfte der ursprünglichen Lumineszenzausbeute L_o verlaufen die gemessenen Kurven gemäß (3) (siehe Abb. 6). In Abb. 13 wird der reziproke Wert der dazu benötigten Ionenzahl pro Flächeneinheit angegeben, der gleich der durch (3) definierten Schädigungskonstanten C ist.

Für mittlere Massenzahlen hat die Schädigungskonstante ein Maximum. Eine ähnliche Auszeichnung mittlerer Massen tritt bei der Lumineszenzausbeute auf. Darauf wird in Abschnitt D. 3 näher eingegangen werden.

Die Schädigungskurven der beiden untersuchten Leuchtstoffe zeigten keine qualitativen Unterschiede. Quantitative Unterschiede, die sich in der Größe der Schädigungskonstanten äußern, lassen sich mit Sicherheit nicht feststellen.

4. Lumineszenzausbeute als Funktion von Energie und Masse der Ionen

Die Messung der Lumineszenzausbeute L_o wurde mit einfach geladenen Ionen durchgeführt, deren ausschließliche Erzeugung, wie oben erwähnt, durch Wahl genügend kleiner Elektronenener-

gien in der Ionenquelle erreicht wurde. Die geringe Inhomogenität der Ionenstromdichte (siehe Abb. 3) hatte für diese Messungen keine Konsequenzen, da wie in Abschnitt C. 2 gezeigt, Ionenstrom und Lichtquantenstrom zueinander proportional sind. Zunächst war versucht worden, die Messungen für alle Ionenarten an einem einzigen Leuchtschirm durchzuführen. Die für eine hinreichend hohe Meßgenauigkeit erforderlichen Ströme und Bestrahlungszeiten führten zu einer nicht mehr zu vernachlässigenden Schädigung des Leuchtschirmes. Der Versuch, den Einfluß der Schädigung während der Lumineszenzausbeutemessungen mit verschiedenen Ionenarten aus den bekannten Schädigungskurven für die einzelnen Ionenarten durch Überlagerung der Kurven zu berechnen, scheiterte, da über die Haftstellenverteilung längs der Ionenbahn im Kristall keine ausreichenden Kenntnisse vorlagen. Wurde eine konstante Haftstellendichte angenommen, so führte das Ergebnis der Rechnung zu Widersprüchen mit Kontrollmessungen am Ende der Meßreihe.

Es wurde daher für jede Ionenart ein neuer Leuchtschirm verwendet. Die Leuchtschirme wurden unter gleichen Bedingungen hergestellt. Durch Kontrollmessungen mit H_2^+-Ionen wurde die Gleichheit in ihrem Lumineszenzverhalten sichergestellt. Die an 5 Leuchtschirmen gewonnenen Werte der Lumineszenzausbeute für H_2^+-Ionen sind in Abb. 14 dargestellt; sie sind charakteristisch für die Reproduzierbarkeit der Messungen an den einzelnen Leuchtschirmen.

Zur Messung der Lumineszenzausbeute wurden bei jeder eingestellten Energie mehrere Messungen vorgenommen und gemittelt. Es wurde mit der größten Ionenenergie begonnen. Die Wahl genügend kleiner Ionenströme (etwa $3 \cdot 10^{-14}$ A) verhinderte weitgehend eine Schädigung des Phosphors. Eine Wiederholung der Messung mit der größten Energie am Schluß einer jeden Meßreihe gab einen Anhalt über die geringe aufgetretene Schädigung, die, falls nötig, unter Benutzung des bekannten Schädigungsverlaufes korrigiert werden konnte. Der Anteil und die Energieabhängigkeit der Lumineszenzausbeute der Restgasionen wurde vor und nach jeder Meßreihe ermittelt. Daraus konnte der zeitliche

Verlauf während der Messung interpoliert und der Restgasanteil abgezogen werden.

Die Energieabhängigkeit der Lumineszenzausbeute für sämtliche untersuchten Ionen wird in Abb. 15 wiedergegeben. Wie man aus der Darstellung in doppeltlogarithmischem Maßstabe sofort sieht, gilt für den Zusammenhang zwischen L_0 und E kein Potenzgesetz. Ebenfalls nicht im gesamten untersuchten Energiebereich zu beschreiben sind die Meßwerte durch die empirische Funktion

$$L_0 \propto (E - E_0)^k , \quad k = \text{konst.}, \qquad (6)$$

die häufig für Elektronenanregung (z.B. [2], [20], [21], [22]), aber auch für Ionenanregung [9] gefunden wurde. Der darin auftretenden Konstanten E_0, der sogenannten Schwellenenergie in der meist gemessenen Größenordnung von 1 keV ist allerdings keine reale Bedeutung beizumessen. Für Elektronenanregung existiert erst bei wenigen eV eine untere Grenze der Lumineszenz [23]. Hier konnte zum Beispiel für H_2^+-Ionen bis zu Energien von 230 eV herab Lumineszenz beobachtet werden; die Messungen bei so niedrigen Energien konnten jedoch nur qualitativ durchgeführt werden und sind hier nicht wiedergegeben. Die Abnahme der Steigung der Kurven bei hohen Energien, insbesondere bei leichten Ionen, leitet in den bei noch größeren Energien (Größenordnung MeV) auftretenden linearen Bereich über (siehe z.B. [19]).

Die aus den gleichen Meßwerten folgende Massenabhängigkeit der Lumineszenzausbeute bei konstanter Energie, die in Abb. 16 dargestellt ist, zeigt eine Abnahme der Lumineszenz mit steigender Massenzahl M der Ionen. Bei hohen Energien verläuft L_0 näherungsweise umgekehrt proportional zu M (in doppeltlogarithmischem Maßstab ist dann die Steigung -1). Bei niedrigen Energien nimmt L_0 mit steigender Massenzahl stärker ab und die Einsattelungen bei mittleren Energien treten deutlicher hervor. Die Meßwerte wurden durch glatte Kurven verbunden. Über den Verlauf der Kurven bei den hier nicht untersuchten Massenzahlen können daraus nur mit Einschränkungen Schlüsse

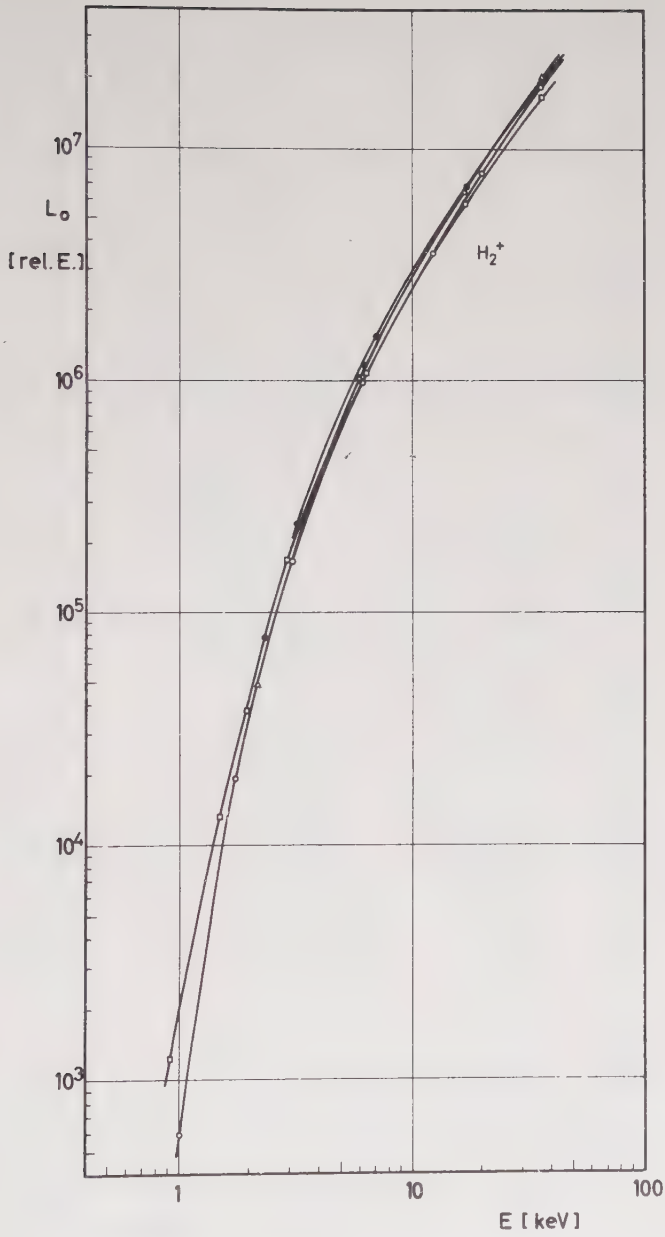


Abb. 14 Lumineszenzausbeute L_o als Funktion der Energie E für H_2^+-Ionen (gemessen an 5 Leuchtschirmen SF 312).

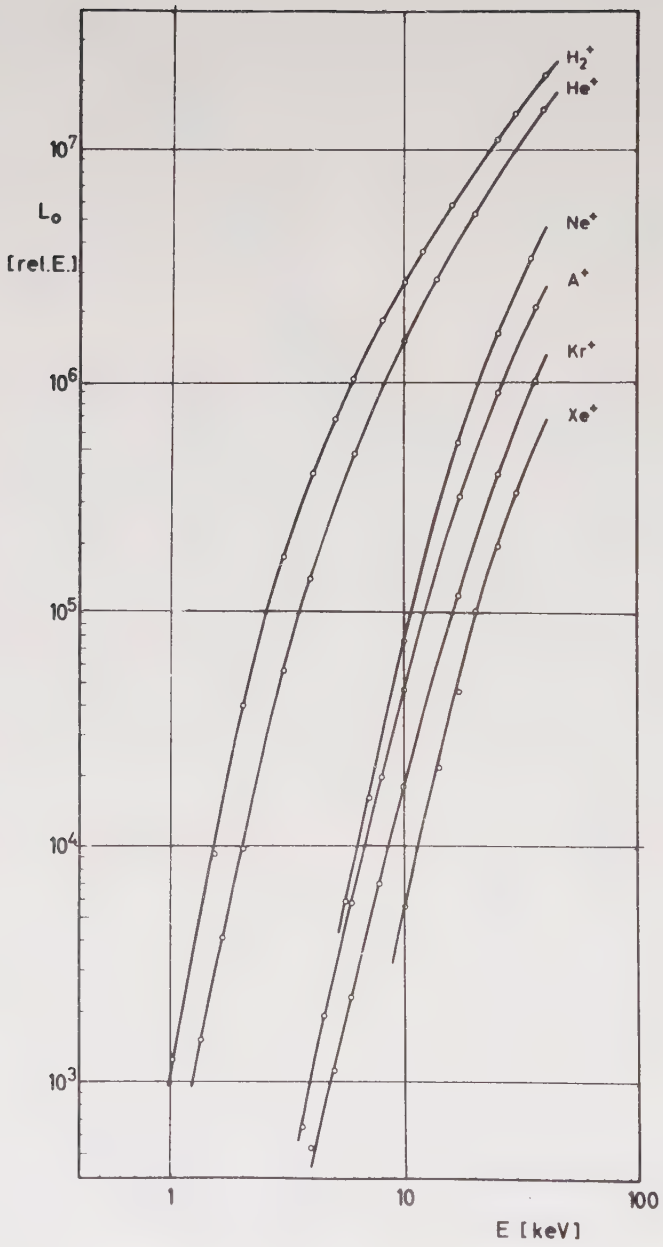


Abb. 15 Lumineszenzausbeute L_o als Funktion der Energie E für verschiedene Ionen (gemessen an SF 312).

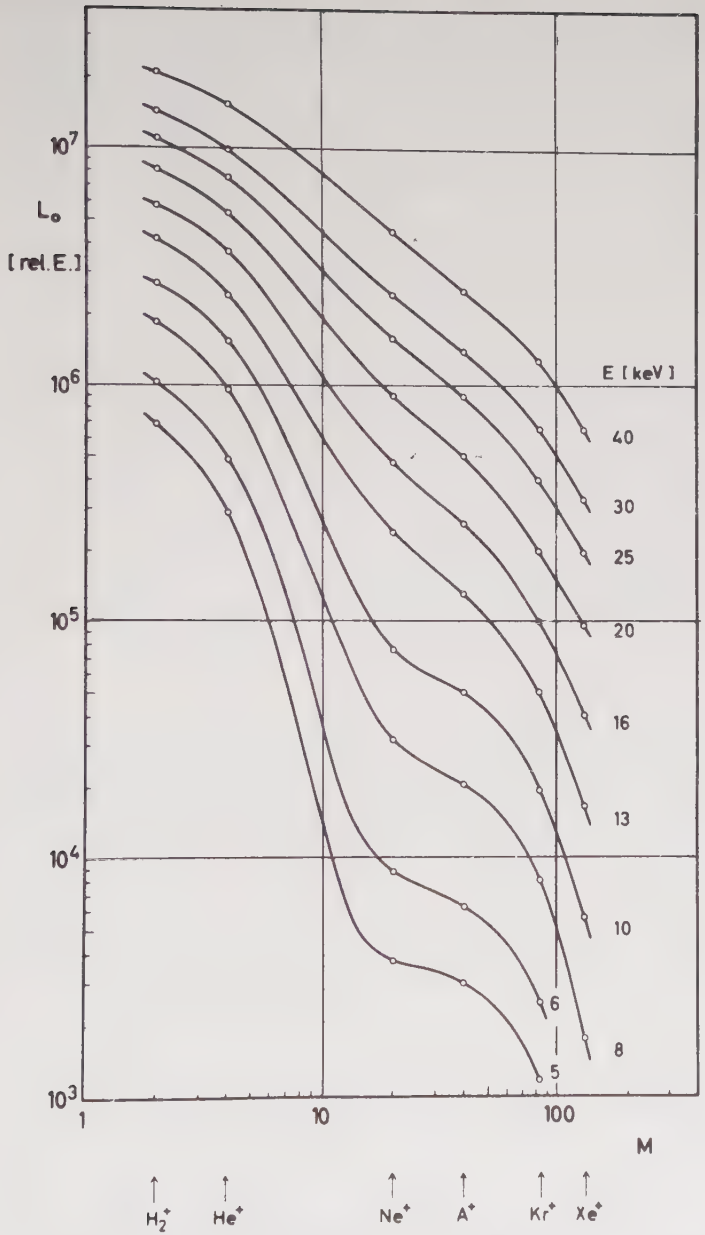


Abb. 16 Lumineszenzausbeute L_o als Funktion der Massenzahl M für verschiedene Energie der Ionen (gemessen an SF 312).

gezogen werden. Insbesondere ist bei Molekülionen ein abweichender Verlauf zu erwarten, da diese beim Eindringen in den Kristall dissoziieren können [2], wobei sich ihre Energie auf die Bruchstücke aufteilt. Das gilt auch für die hier untersuchten H_2^+-Ionen, weshalb diese Meßwerte nur unter Vorbehalt mit den anderen vergleichbar sind.

D. Diskussion

1. Lumineszenzschädigung

In den folgenden Ausführungen werden zunächst systematische Fehler diskutiert, die einen Einfluß auf den Verlauf der Schädigungskurven, insbesondere auf den Wert des Exponenten in (4) haben könnten.

Da der zu obigen Messungen verwendete Leuchtschirm größer als die von Ionen bestrahlte Fläche war, könnte der Strahl durch ein Wandern über den Leuchtschirm während der Messungen auf ungeschädigte Bereiche des Phosphors treffen. Das würde eine zu geringe Schädigung vortäuschen. Daß ein Wandern nicht stattfindet, konnte wie folgt gezeigt werden. Es wurde vor dem Leuchtschirm eine Metallblende angebracht, deren Öffnung mit der Größe des Strahlquerschnitts vergleichbar war. Bei dieser Anordnung hätte ein Auswandern des Strahles zur Folge gehabt, daß zumindest ein Teil der Ionen gar keine Lumineszenz anregt und eine zu große Schädigung gemessen worden wäre. Es ergaben sich bei diesem Experiment jedoch Werte für den Exponenten n, die mit den früheren Messungen in Übereinstimmung standen.

Die Stromdichteverteilung über den Strahlquerschnitt war nicht völlig konstant, sondern nahm zum Rande hin stetig auf Null ab. Wenn man den Schädigungsverlauf zweier mit verschiedener Stromdichte bestrahlter Flächen als Funktion der Z e i t in doppeltlogarithmischem Maßstabe aufträgt, erhält man zwei bezüglich der Zeit parallelverschobene Kurven. Ihre Überlagerung ergibt einen andersartigen, nicht durch Parallelverschiebung erzeugbaren Kurvenzug. Gleiches gilt für eine sich stetig über eine Fläche verändernde Stromdichte. Da bei allen Schädigungsmessungen tatsächlich immer L/L_o als Funktion der Z e i t aufgetragen wird - N wird aus Zeit und Strom berechnet - kann bei einem inhomogen bestrahlten Leuchtschirm eine Veränderung des Kurvenverlaufs auftreten. Es wurde daher, unter der Annahme der Richtigkeit des Schädigungsverlaufes nach (3) für konstante Stromdichte, die sich für eine lineare Abnahme der Stromdich-

te in einer Richtung des Leuchtschirmes von einem Maximalwert auf Null ergebende Funktion errechnet. Das Ergebnis der Rechnung,

$$\frac{L}{L_o} = \frac{1}{CN} - \frac{1}{2(CN)^2} \log(1 + 2CN) \,, \qquad (7)$$

ist neben (3) in Abb. 17 dargestellt. Für $CN \ll 1$, d.h. zu

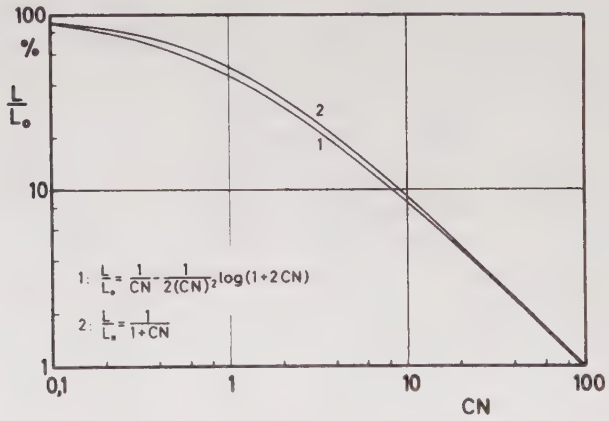


Abb. 17 Berechnete Lumineszenzschädigungskurven.

Beginn der Schädigung, geht (7) in $L/L_o = 1/(1 + \frac{4}{3}\cdot CN)$ über. Das bedeutet eine Vergrößerung der Schädigungskonstanten um den Faktor 4/3 gegenüber (3). Für stärkere Schädigung nähert sich (7) asymptotisch der Gl. (3). Da bei den Messungen die Stromdichte über den größten Teil des bestrahlten Querschnittes konstant war und nur am Rande abnahm (siehe Abb. 3), sind die dadurch bedingten Verfälschungen des Schädigungsverlaufes weit geringer als im oben berechneten Beispiel und können nicht das Auftreten eines stark von 1 abweichenden Exponenten erklären.

Die Überlagerung der Schädigungskurven von mehrfach geladenen Ionen, die infolge verschiedener Energie unterschiedliche Schädigungskurven besitzen (siehe Abb. 7-11), kann in ähnlicher Weise berechnet werden. Es zeigen sich ebenfalls nur geringe Abweichungen vom Schädigungsverlauf für Ionen gleicher Energie.

Der Verlauf der Schädigungskurven könnte ferner durch elektrische Aufladungen des Leuchtschirmes verfälscht sein. Obwohl das nicht mit Sicherheit ausgeschlossen werden kann, sprechen doch die folgenden Punkte dagegen. Es wurde, wie bereits erwähnt, eine leitfähige Unterlage für den Leuchtschirm verwendet. Da silberaktiviertes Zinksulfid als Kristallphosphor bei Lumineszenzanregung leitend wird, dürfte innerhalb der Kristallite keine größere Potentialdifferenz auftreten. Da die Schichtdicke des Leuchtschirmes so gewählt wurde, daß eine Einkornschicht entstand, liegt praktisch jeder Kristallit auf der leitfähigen Unterlage. Nur zwischen Kristallit und Unterlage könnten infolge schlechten elektrischen Kontaktes Aufladungen auftreten, doch dürften wegen des geringen räumlichen Abstandes beider voneinander keine großen Potentialdifferenzen möglich sein.

Nach Messungen verschiedener Autoren [6], [7], [18] tritt gleichzeitig mit der Schädigung von ZnS eine Verschiebung des Emissionsspektrums auf. Die Verschiebung zu langen Wellenlängen hin beträgt bei Schädigung mit H_2^+-Ionen auf 1 °/oo der Lumineszenzausbeute des ungeschädigten Phosphors etwa 100 Å. Da die Empfindlichkeit eines Photomultipliers wellenlängenabhängig ist, treten dadurch Fehler bei der Messung des Schädigungsverlaufes auf. Der in Abb. 18 dargestellte Vergleich der spektralen Empfindlichkeit eines Multipliers vom hier verwendeten Typ 931A (nach Messungen von SCHILO [45]) mit dem

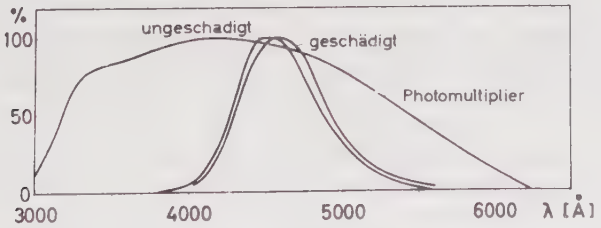


Abb. 18 Vergleich der spektralen Empfindlichkeit des Photomultipliers 931A (nach SCHILO [45]) mit dem Emissionsspektrum von ungeschädigtem und geschädigtem ZnS:Ag (nach MARTIN [6]).

Emissionsspektrum von ZnS:Ag und dessen Verschiebung (nach MARTIN [6]) zeigt jedoch, daß dieser Einfluß geringfügig ist.

Die bei den größten erzeugten Ionenströmen von 10^{-11} A und der maximalen Energie der Ionen von 40 keV auftretende pauschale Erwärmung des Leuchtschirmes ergab sich aus einer Abschätzung zu 10^{-3} °C. Selbst eine um 3 Zehnerpotenzen größere Temperaturerhöhung von 1 °C hätte keine meßbare Veränderung der Lumineszenz des Phosphors zur Folge gehabt.

Neben der Schädigung tritt bei Ionenbeschuß eine Kathodenzerstäubung des Leuchtstoffes auf, die Rückwirkungen auf den Schädigungsverlauf hat. Durch die Zerstäubung werden an der Oberfläche des ZnS Kristallatome losgeschlagen, wodurch der Kristall allmählich abgebaut wird. Infolgedessen dringen die Ionen in immer größere Tiefen und ungeschädigte Bereiche ein, so daß die Schädigung zum Teil kompensiert wird. Nach Arbeiten von NOSENKO [8], TIMOSØHENKO [33] und KEYWELL [34] werden von 6 keV-Argonionen größenordnungsmäßig 10 Atome pro Ion zerstäubt. Eine Abschätzung unter Benutzung dieses Wertes ergibt, daß bei Schädigung auf 10 % eine 5 Å dicke Schicht abgetragen wird, während die Eindringtiefe der Ionen bei dieser Energie nach YOUNG [2] etwa 100 Å beträgt. Für andere Ionen und Energien liegen die Verhältnisse ähnlich. Die Zerstäubung hat daher auf den Schädigungsverlauf keinen wesentlichen Einfluß, zumal die Erzeugung von Gitterfehlern hauptsächlich am Ende der Bahn der Ionen stattfindet.

Der von BERTHOLD [3], [7] für H_2^+-Ionen gefundene Schädigungsverlauf ergibt nur zu Beginn der Schädigung Unterschiede zu (3). Abweichungen dieser Art wurden nicht gefunden.

Auf Grund obiger Ausführungen ergeben sich keine Anhaltspunkte für das Vorliegen systematischer Fehler bei den Lumineszenzschädigungsmessungen. Der durch (4) darstellbare Kurvenverlauf und insbesondere das Auftreten eines Exponenten n kleiner als 1 wird daher als gesichert angesehen.

Eine Bestätigung (siehe die Fußnote auf der nächsten Seite) finden die hier mitgeteilten Ergebnisse in einer kurzen Bemer-

kung von NOSENKO und Mitarbeitern [8], die für Alkaliionen bei Schädigung unter mehr als 25 % der ursprünglichen Lumineszenzausbeute das Auftreten eines Exponenten+) 0,6 - 0,8 in (3) beobachtet haben. Meßkurven werden dort nicht wiedergegeben.

Die in Abschnitt C. 3 angegebene Funktion (5) ist von BROSER und WARMINSKY [15] für CdS aus dem Bändermodell berechnet worden. Bei der Lösung des Differentialgleichungssystems wurde dabei vorausgesetzt, daß die von den α-Teilchen erzeugte Haftstellendichte linear mit der Zahl der α-Teilchen anwächst und daß die Aktivatorkonzentration groß gegenüber der Anregungsdichte ist, was für CdS zutrifft. HANLE und RAU [1] haben diese Rechnung auf ZnS übertragen, wobei sie wegen der dort herrschenden Verhältnisse eine gegenüber der Anregungsdichte geringe Aktivatorkonzentration annahmen. Diese Rechnung führt zu (3). Auf Grund der geringen Unterschiede beider Funktionen (siehe Abb. 12), die sich durch eine Parallelverschiebung fast ineinander überführen lassen, ist auch für eine mittlere Aktivatorkonzentration keine wesentliche Veränderung des Schädigungsverlaufes zu erwarten.

Die Aktivatorkonzentration der untersuchten Leuchtstoffe ist nicht bekannt. Da aber die Theorie bei beliebig gewählten Konzentrationen immer der Gleichung (3) ähnliche Schädigungskurven liefert, können die hier gemessenen Schädigungskurven nur erklärt werden, wenn die Voraussetzungen der Theorie abgewandelt werden.

Eine mögliche Änderung wäre die Annahme eines nicht linearen Zusammenhanges zwischen der Zahl der anregenden Teilchen N und der Zahl der gebildeten Haftstellen H etwa in der Form $H \propto N^n$. Man erhält dann als Lösung des Differentialgleichungssystems

$$L = L_o \cdot \frac{1}{1 + (C'' \cdot N)^n} \qquad (8)$$

+) Aus dem russischen Orginaltext der Arbeit geht allerdings nicht klar hervor, ob mit dem Begriff "Koeffizient", der sowohl die Bedeutung Koeffizient wie Exponent hat, das Auftreten eines Exponenten im Sinne von (4) oder das Auftreten eines Faktors im Nenner der rechten Seite von (3), wie er z.B. zur Beschreibung der Meßwerte von He-Ionen in (3a) angesetzt wurde, gemeint ist.

Diese Funktion verläuft ähnlich wie (4) und beide gehen für großes N ineinander über. Zu einer Deutung der gemessenen Kurven gelangt man demnach, wenn man annimmt, daß entweder die Zahl der erzeugten Haftstellen nicht proportional zur Zahl der eingestrahlten Ionen ist, oder daß durch Wechselwirkung mit Ionen eine Rekombination von Zwischengitteratomen und Leerstellen, und damit eine Vernichtung von Haftstellen auftritt. Eine solche Möglichkeit der Stoßausheilung ist von SCHARMANN [12] für die Erklärung der Lumineszenzschädigung von $CdWO_4$ und anderen Leuchtstoffen vorgeschlagen worden.

Ein spontanes Ausheilen der Gitterdefekte bei Zimmertemperatur dagegen wurde in Übereinstimmung mit anderen Autoren nicht beobachtet. Eine Regenerierung des geschädigten Phosphors läßt sich nur durch äußere Beeinflussungen wie UR-, UV- und Elektronenbestrahlung erreichen (siehe z.B. [6], [7]).

2. Lumineszenzausbeute

2.1 Vergleich mit bisherigen Messungen

Obwohl die Lumineszenzanregung durch Ionen schon seit über 50 Jahren bekannt ist, sind erst im Laufe des letzten Jahrzehnts quantitative Messungen durchgeführt worden. Die dem Verfasser bekannt gewordenen Arbeiten sind unter den Nummern [1] bis [13] im Literaturverzeichnis aufgeführt. Die Untersuchungen über die Lumineszenzschädigung wurden bereits an anderen Stellen zitiert. Im folgenden werden diejenigen Arbeiten diskutiert, die sich auf die Energie- und Massenabhängigkeit der Lumineszenzausbeute von ZnS:Ag beziehen.

Die ersten Messungen, die von HANLE und RAU [1] 1952 mitgeteilt wurden, ergaben für H_2^+-Ionen im Bereich von 15 - 35 keV einen fast linearen Anstieg der Lumineszenzausbeute mit der Energie mit Abweichungen von nur 5 - 6 %. Für die ebenfalls untersuchten Edelgasionen wurde keine Energieabhängigkeit angegeben, die Massenabhängigkeit bei ungefähr 20 keV zeigte eine monotone Abnahme zu schweren Ionen hin.

Untersuchungen von BERTHOLD [7] 1957, die ebenfalls nur mit

H_2^+-Ionen durchgeführt wurden, ergaben im Energiebereich 1 - 15 keV zunächst ein stärker als lineares und bei höheren Energien lineares Anwachsen der Lumineszenzausbeute. Eine Wiedergabe durch einen analytischen Ausdruck wurde nicht versucht.

Die von NOSENKO und Mitarbeitern [8] 1957 durchgeführten Lumineszenzausbeutemessungen sind nur relativ zur Lumineszenz von Kathodenstrahlen gleicher Energie durchgeführt worden und daher mit den anderen Meßergebnissen nicht vergleichbar.

EVE und DUCKWORTH [5], [9] veröffentlichten 1956 und 1958 Messungen mit H_2^+-, Li^+-, Na^+-, K^+-, A^+- und Rb^+-Ionen. Im untersuchten Energiebereich von 5 - 25 keV bestand Übereinstimmung mit der Funktion

$$L_o \propto -Ei(-\frac{\text{const.}}{E}) \quad ,^{+)} \qquad (9)$$

zu deren Berechnung der von SEITZ und KOEHLER ([40] S. 341) angegebene, aus einer stark vereinfachten quantenmechanischen Störungsrechnung erhaltene Wirkungsquerschnitt für unelastische Stöße und der von NIELSEN [39] angegebene Energieverlust pro Längeneinheit benutzt wurden.

DÖLL (1961) [13] fand für Edelgasionen im Bereich 5 - 30 keV eine im allgemeinen quadratische Abhängigkeit der Lumineszenzausbeute von der Energie. Die angegebene Massenabhängigkeit stimmt qualitativ mit den eigenen Ergebnissen überein.

Von diesen Arbeiten enthalten nur die beiden letztgenannten systematische Untersuchungen über die Energieabhängigkeit der Lumineszenzausbeute für verschiedene Ionen. Die Ergebnisse von DÖLL [13] lassen sich mit den eigenen Ergebnissen nicht vereinbaren, allerdings treten auch dort bei He^+- wie auch Hg^+-Ionen Abweichungen von der quadratischen Abhängigkeit auf, außerdem ist der untersuchte Energiebereich kleiner. Die Messungen von EVE und DUCKWORTH [9] zeigen einen ähnlichen Verlauf der Energieabhängigkeit wie die eigenen, ein quantitativer Vergleich ist wegen der dort hauptsächlich verwendeten Alkaliionen nicht möglich.

+) $Ei(-x) = \int_{-\infty}^{-x} \frac{e^t}{t}\, dt \quad , \qquad x > 0$

2.2 Energieabhängigkeit der Lumineszenzausbeute

Um zu einem theoretischen Verständnis der Energieabhängigkeit der Lumineszenzausbeute zu gelangen, geht man davon aus, daß die Zahl der emittierten Lichtquanten der Anzahl der im Kristall angeregten Elektronen proportional ist. Die Zahl der angeregten Elektronen ermittelt man aus dem Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß. Im hier vorliegenden Falle der Anregung durch Ionen hängt der Wirkungsquerschnitt nach der Theorie der unelastischen Streuung atomarer Teilchen nur von der Ladung und der Geschwindigkeit v dieser Teilchen ab ([38] S. 433). Im vorliegenden Geschwindigkeitsbereich, wo, bis auf H_2^+- und He^+-Ionen bei Energien über etwa 10 keV, $v^2/u^2 \ll 1$ ist (u = BOHRsche Bahngeschwindigkeit des anzuregenden Elektrons), kann man die "Perturbed Stationary State"-Methode als das geeignetste Verfahren zur Berechnung des Wirkungsquerschnittes σ_i ansehen ([36] S. 153 und S. 290). σ_i hängt von der Größe $C \cdot a \cdot |\Delta E|/v$ ab, wobei C eine Konstante, a der gaskinetische Radius und ΔE die Energie des anzuregenden Überganges sind. Nach MOTT und MASSEY ([36] S. 291) sowie MASSEY und BURHOP ([37] S. 515) soll σ_i näherungsweise wie

$$\sigma_i \propto \exp\left(-\frac{C \cdot a \cdot |\Delta E|}{v}\right) \qquad (10)$$

verlaufen. Dabei wird vorausgesetzt, daß die streuenden Atome frei sind (Gasphase), was gegenüber den hier vorliegenden Verhältnissen, wo die streuenden Atome in einem Kristallgitter gebunden sind, eine weitere Näherung darstellt.

Bei der Anwendung von (10) zur Deutung der Meßergebnisse sind zwei Fälle zu unterscheiden:

a. Wenn die Ionen überwiegend zu Beginn ihrer Bahn im Kristall, wo sie noch ihre volle Energie besitzen, anregen, gibt σ_i nach (10) direkt die Energieabhängigkeit der Lumineszenzausbeute wieder. Diese Annahme ist dann gerechtfertigt, wenn die Ionen im Kristall bald nach ihrem Eintritt neutralisiert werden und dann kaum noch anregen können. In Abschnitt D. 3 wird näher ausgeführt werden, daß das hier bei leichten Ionen weitgehend zutrifft.

b. Die Ionen behalten ihre Ladung und regen längs ihres gesamten Weges im Kristall an. Zur Berechnung der Zahl der angeregten Elektronen muß man dann den Wirkungsquerschnitt σ_i über die Bahn des Ions, bis es auf die Geschwindigkeit 0 abgebremst ist, integrieren. Da bei den hier vorkommenden Energien der Energieverlust durch elastische Stöße überwiegt, bestimmt er den Energieverlust pro Längeneinheit $-\frac{dE}{dr}$, der nach NIELSEN [39] für Ionen bis zu 50 keV unabhängig von deren Geschwindigkeit ist. Die Ausführung der Integration, die bis zur Reichweite R der Ionen zu erstrecken ist, ergibt

$$L_o \propto \int_0^R \sigma_i \cdot dr \propto -\int_E^0 \sigma_i \cdot \left(\frac{dE}{dr}\right)^{-1} \cdot dE \propto$$

$$\sqrt{\frac{E}{K}} \cdot \left(\sqrt{\frac{E}{K}} - 1\right) \cdot \exp\left(-\sqrt{\frac{K}{E}}\right) - Ei\left(-\sqrt{\frac{K}{E}}\right) \qquad (11)$$

$$\text{mit} \quad K = \frac{C^2 \cdot a^2 \cdot (\Delta E)^2 \cdot M}{2} \; .$$

Um zu sehen, welche der beiden Vorstellungen mit den Meßergebnissen in Einklang steht, wird in Abb. 19 und 20 L_o über $1/\sqrt{E}$ aufgetragen. Die den Fall a beschreibende Funktion (10) wird dann zu einer Geraden, (11) wird durch schwach gekrümmte Kurven wiedergegeben. Für Ne^+-, A^+-, Kr^+- und Xe^+-Ionen konnte durch geeignete Wahl der Konstanten K gute Übereinstimmung mit (11), die durch die Kurven b dargestellt ist, erzielt werden. Für H_2^+- und He^+-Ionen gibt (10) (Kurven a) den gemessenen Verlauf besser wieder, was besonders in Abb. 20 deutlich wird, wo die Messungen bis zu sehr kleinen Energien ausgedehnt werden konnten. Die Abweichungen bei diesen Ionen im Bereich großer Energien sind verständlich, da die Voraussetzung $v^2/u^2 \ll 1$ dort nicht mehr erfüllt ist.

Die von EVE und DUCKWORTH [9] zur theoretischen Deutung ihrer Meßwerte benutzte Funktion (9) würde in obiger Darstellung, wo (11) schwach konvex gekrümmt zur $1/\sqrt{E}$-Achse verläuft, einen schwach konkav gekrümmten Verlauf ergeben, der mit den eigenen Messungen nicht übereinstimmt.

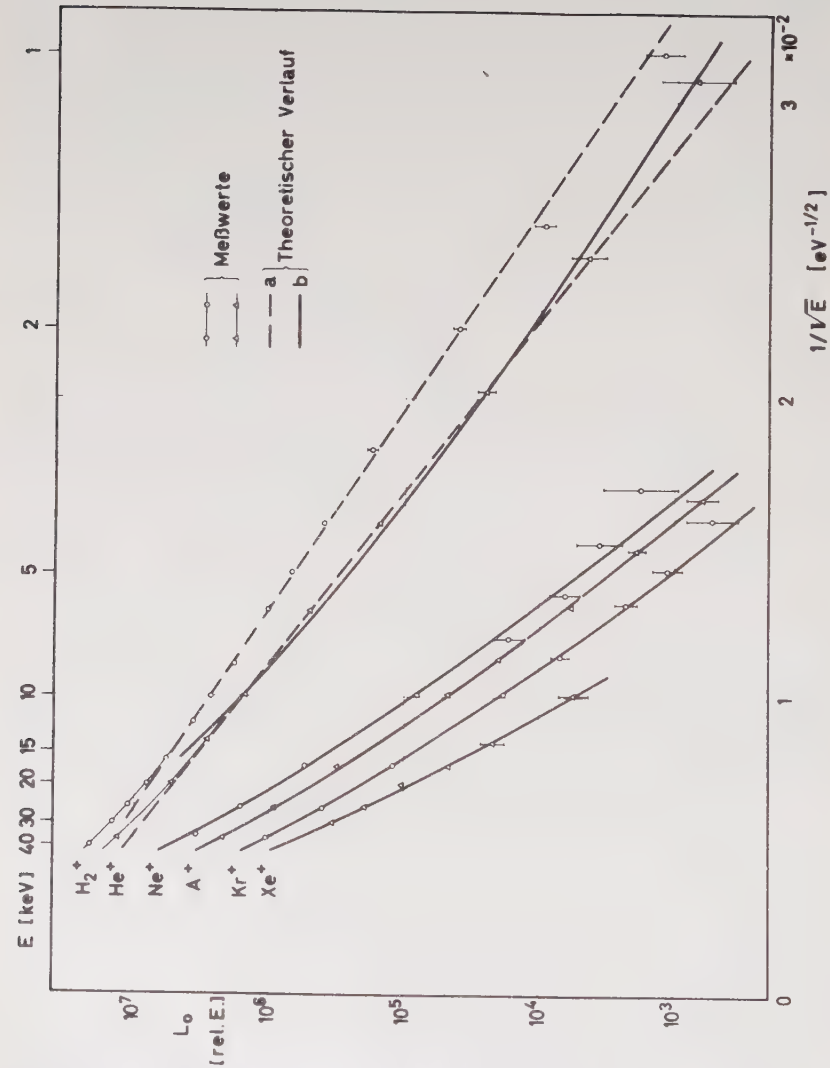


Abb. 19 Vergleich der an SF 312 gemessenen Energieabhängigkeit der Lumineszenzausbeute mit der Theorie. Die Kurven a entsprechen (10), die Kurven b der Funktion (11).

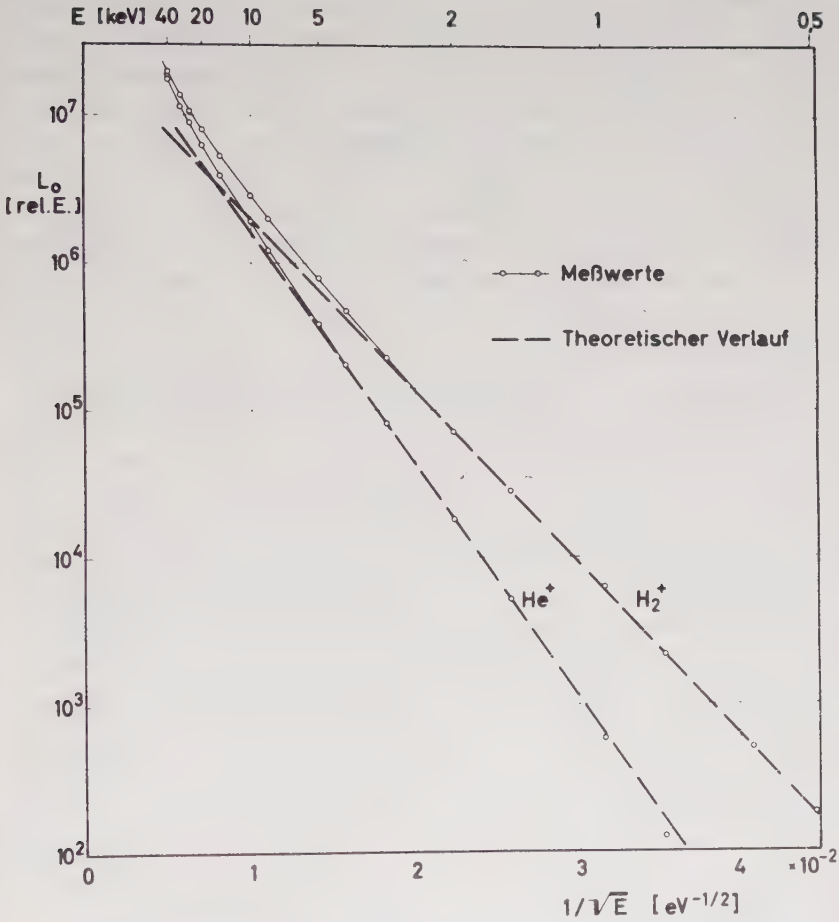


Abb. 20 Vergleich der an K1 blau/1 gemessenen Energieabhängigkeit der Lumineszenzausbeute mit der Theorie (10).

3. Bemerkungen zur Massenabhängigkeit von Schädigung und Lumineszenzausbeute

Aus der klassischen Berechnung der elastischen Kugelstöße ist bekannt, daß die im Mittel übertragene Energie bei fester Energie der stoßenden Teilchen dann ein Maximum erreicht, wenn beide kollidierenden Kugeln gleiche Masse haben. Da dieses

Modell für den elastischen Stoß im vorliegenden Energiebereich eine gute Näherung darstellt, wie z.B. Messungen von THOMMEN [41] über die Kathodenzerstäubung zeigen, kann damit die Erzeugung von Gitterfehlstellen beschrieben werden. Das Maximum der Schädigungskonstanten für Neonionen (siehe Abb. 13) ist danach auf die etwa übereinstimmenden Massen von Ne (M = 20) und dem Mittelwert der Massen der Kristallatome Zn (M = 65,4) und S (M = 32) zurückzuführen. Die Darstellung von C über dem Logarithmus der Massen ist gewählt worden, da sich für obiges Modell eine zu dem Maximum symmetrische Kurve ergibt; eine so weitgehende Übereinstimmung tritt jedoch im Gegensatz zu THOMMEN [41] nicht auf.

Infolge der großen Energieverluste beim elastischen Stoß von mittelschweren Ionen mit Kristallatomen werden diese besonders schnell abgebremst. Dadurch wird die von ihnen hervorgerufene Ionisierung und damit ihre Lumineszenz stärker als die anderer Ionen vermindert. Das in Abb. 13 auftretende Maximum bei mittleren Massen kann daher zur Erklärung für die Einsattelungen in der Darstellung der Massenabhängigkeit der Lumineszenzausbeute (Abb. 16) herangezogen werden. Besonders ausgeprägt sind diese Einsattelungen dort bei kleinen Energien, wo der Anteil des elastischen Streuquerschnittes am Gesamtstreuquerschnitt besonders groß ist.

Eine eingehendere Diskussion der Massenabhängigkeit soll hier nicht durchgeführt werden. Wie DÖLL [13] gezeigt hat, erhält man auch dann nur qualitative Aussagen. Eine quantitative theoretische Beschreibung der Massenabhängigkeit der Schädigungskonstanten und der Lumineszenzausbeute stößt auf noch größere Schwierigkeiten als die Berechnung der Energieabhängigkeit und ist, soweit dem Verfasser bekannt geworden, noch nicht durchgeführt worden.

Ein Vergleich der Lumineszenzausbeuten von Ionen verschiedener Masse und g l e i c h e r G e s c h w i n d i g k e i t zeigte, daß die Lumineszenzausbeute nicht nur von der Geschwindigkeit, sondern auch von der Masse der Ionen abhängt. L_o nimmt mit steigender Masse der Ionen zu. Hier macht

sich der verschiedene Elektronenhüllenaufbau der einzelnen Ionen bemerkbar.

Nach BOHR ([35] S. 105 ff) ist der Ionisationsgrad eines bewegten atomaren Teilchens in Wechselwirkung mit Materie von dessen Geschwindigkeit abhängig. Bei der Wechselwirkung finden Ionisations- und Elektroneneinfangprozesse des Teilchens statt. Im dynamischen Gleichgewicht zwischen beiden Prozessen verringert sich der Ionisationsgrad mit abnehmender Teilchengeschwindigkeit. Im vorliegenden Falle werden deshalb die positiven Ionen auf ihrem Weg durch den Kristall in neutrale Teilchen überführt und können dann die Gitteratome nicht mehr merklich ionisieren. Eine Abschätzung([38] S. 434) für die Ionengeschwindigkeit v_i, bei der im Mittel ein Elektron einer bestimmten Schale eingefangen wird, ergibt

$$\frac{m}{2} \cdot v_i^2 \approx I \quad , \qquad (12)$$

wobei I die Bindungsenergie des betreffenden Elektrons und m seine Masse ist. Das bedeutet, daß der Einfang im Mittel dann stattfindet, wenn Ionengeschwindigkeit und BOHRsche Bahngeschwindigkeit des einzufangenden Elektrons gleich sind.

Da die Ionisierungspotentiale der äußeren Elektronen der Edelgase in der Reihenfolge He ... Xe abnehmen, bleiben von den verschiedenen Ionen, die mit gleicher Anfangsgeschwindigkeit auf den Kristall auftreffen, die Xenonionen am längsten geladen. Man kann so verstehen, daß sie die größte Lumineszenzausbeute besitzen.

In der Darstellung der Massenabhängigkeit der Lumineszenzausbeute bei g l e i c h e r G e s c h w i n d i g k e i t der Ionen (hier nicht wiedergegeben) treten ebenfalls bei mittleren Massen Einsattelungen der Kurven auf.

E. Zusammenfassung

An polykristallinem ZnS:Ag wurde die Lumineszenzanregung durch positive Ionen verschiedener Masse und Energie untersucht. Die Lumineszenzausbeute war in dem hier untersuchten Bereich von der Stromdichte nicht abhängig. Die Lumineszenzschädigung konnte durch die empirische Funktion $L/L_0 = 1/(1+C'N)^n$ beschrieben werden, wobei der Exponent n bei den leichten Ionen nahezu 1 war und zu schweren Ionen hin auf etwa 0,4 abnahm. Die Schädigungskonstante zu Beginn der Schädigung hat für H_2^+-Ionen den kleinsten Wert, erreicht bei mittleren Massen ein Maximum und nimmt zu großen Massen hin wieder ab. Die Energieabhängigkeit der Lumineszenzausbeute wurde für 6 verschiedene Ionenarten im Bereich von 1 bis 40 keV untersucht. Sie ließ sich mit dem von MOTT und MASSEY angegebenen Wirkungsquerschnitt für die unelastische Streuung schwerer Teilchen deuten. Nur im Falle von H_2^+- und He^+-Ionen bei Energien über etwa 10 keV war das nicht möglich, da dort dieser Wirkungsquerschnitt keine Gültigkeit mehr hat. Mit steigender Masse der Ionen nimmt die Lumineszenzausbeute bei konstanter Energie im Mittel stark ab, zeigt jedoch bei mittleren Massen eine Einsattelung. Zwischen der Massenabhängigkeit der Lumineszenzschädigung und der Lumineszenzausbeute besteht ein innerer Zusammenhang, auf den hingewiesen wird.

Vorliegende Arbeit wurde in den Jahren 1955 bis 1961 im I. Physikalischen Institut der Freien Universität Berlin ausgeführt. Herrn Prof. Dr. H. Lassen bin ich für die Anregung zu dieser Arbeit und sein förderndes Interesse zu Dank verpflichtet. Herrn Dr. E. Schönheit danke ich für wertvolle Hinweise und anregende Diskussionen.

F. Literatur

[1] HANLE, W.; RAU, K.H. — Lichtausbeuten und Zerstörung von Leuchtstoffen bei Elektronen- und Ionenstoß
Z. Phys. 133 (1952) 297-308

[2] YOUNG, J.R. — Deterioration of Luminescent Phosphors under Positive Ion Bombardment
J. appl. Phys. 26 (1955) 1302-1306

[3] BERTHOLD, W. — Reversible Leuchtstoffschädigung durch positive Ionen
Naturwissenschaften 42 (1955) 436-437

[4] GILFRICH, H.-P. — Anregung und Zerstörung von Leuchtstoffen durch H^+-Ionen
Z. Phys. 145 (1956) 241-248

[5] EVE, C.F.; DUCKWORTH, H.E. — The Luminescent Response of Silver Activated Zinc Sulphide to Lithium Ions of Different Energies
Canad. J. Phys. 34 (1956) 896-897

[6] MARTIN, W. — Beeinflussung der Lumineszenzeigenschaften von Phosphoren durch H_2^+-Ionen
Z. Phys. 147 (1957) 582-592

[7] BERTHOLD, W. — Veränderung der Lumineszenz von ZnS nach Anregung durch H_2^+-Ionen
Vakuumtechnik 6 (1957) 74-79, 101-110, 130-138

[8] NOSENKO, B.M.; STRUKOV, N.A.; YAGUDAEV, M.D. — Lumineszenz von Kristallphosphoren bei Anregung mit Ionen (russisch)
Optika i Spektrosk. 3 (1957) 351-355

[9] EVE, C.F.; DUCKWORTH, H.E. — The Luminescence Response of Phosphors to Low Energy Ion Bombardment
Canad. J. Phys. 36 (1958) 104-116

[10] SCHARMANN, A. — Messung von Lumineszenzabklingzeiten anorganischer Leuchtstoffe bei Anregung mit Ionen
Z. Phys. 157 (1959) 301-315

[11] HÄRDTL, K.H. — Das Abklingen der Lumineszenz von ZnS/Cu, ZnS/S, ZnS/Zn und ZnO/Zn bei Anregung mit 60-keV-H_2^+-Ionenimpulsen
Z. Phys. 157 (1959) 316-325

[12] GRASSER, R.; SCHARMANN, A. — Lumineszenzschädigung anorganischer Leuchtstoffe durch Ionen
Z. Naturforschg. 16a (1961) 10-12

[13] DÖLL, G. — Anregung und Schädigung der Lumineszenz von $CaWO_4$ und ZnS/Ag durch Ionen
Z. Phys. 162 (1961) 215-228

Untersuchung der Anregung und Schädigung der Lumineszenz von Wolframaten und Zinksulfiden durch Ionen
Diss. Univ. Gießen 1960

[14] RICHARDS, P.I.; HAYS, E.E. — Scintillation-Type Ion Detector
Rev. sci. Instrum. 21 (1950) 99-100

[15] BROSER, I.; WARMINSKY, R. — Die Veränderung der Lumineszenz und der elektrischen Leitfähigkeit von CdS-Kristallen durch Bestrahlung mit α-Teilchen
Z. Naturforschg. 6a (1951) 85-102

[16] SCHÖNHEIT, E. — Zum Ionennachweis mit dem Szintillations-Detektor in der Massenspektroskopie
Z. Naturforschg. 11a (1956) 819-823

[17] ALLEN, W.T.; BACHMAN, C.H. — Changes in Trapping Levels of Zinc Sulphide Phosphors resulting from Positive Ion Bombardment

[18] RIEHL, N.; SIZMANN, R.; STADLER, O.J. — Auswirkung von α-Bestrahlung bei Zinksulfidphosphoren
Z. Naturforschg. 16a (1961) 13-20

[19] NEWMAN, E.; SMITH, A.M.; STEIGERT, F.E. — Fluorescent Response of Scintillation Crystals to Heavy Ions
Phys. Rev. 122 (1961) 1520-1524

[20] LENARD, P. Über die Beobachtung langsamer Kathodenstrahlen mit Hilfe der Phosphoreszenz und über Sekundärentstehung von Kathodenstrahlen
Ann. Phys. IV, 12 (1903) 449-490

[21] STRANGE, J.W.; HENDERSON, S.T. Cathodo-Luminescence
Proc. Phys. Soc. London 58 (1946) 369-401

[22] GOBRECHT, H.; HEINSOHN, G. Über die Lumineszenz der Alkalivanadate
Z. Phys. 147 (1957) 350-360

[23] WACHTER, P. Anregung von Zinkoxyd durch langsame Elektronen
Z. Phys. 161 (1961) 62-73

[24] RAMSAUER, C.; KOLLATH, R. Reflexion und Sekundärstrahlung von Protonen beim Auftreffen auf feste Körper
Ann. Phys. V, 16 (1933) 560-569

[25] LYSHEDE, J.M. Untersuchungen über Niederspannungs-Ionenquellen
K. Danske Vidensk. Selsk. mat-fys. Medd. 18, 13 (1948)

[26] PLOCH, W. Massenabhängigkeit der Elektronenauslösung durch isotope Ionen
Z. Phys. 130 (1951) 174-195

[27] BRUNNEE, C. Über die Ionenreflexion und Sekundärelektronenemission beim Auftreffen von Alkaliionen auf reine Molybdän-Oberflächen
Z. Phys. 147 (1957) 161-183

[28] BLEAKNEY, W. Ionization Potentials and Probabilities for the Formation of Multiply Charged Ions in Helium, Neon and Argon
Phys. Rev. 36 (1930) 1303-1308

[29] TATE, J.T.; SMITH, P.T. Ionization Potentials and Probabilities for the Formation of Multiply Charged Ions in the Alkali Vapors and in Krypton and Xenon
Phys. Rev. 46 (1934) 773-776

[30] BLEAKNEY, W.; SMITH, L.G. — The Ionization Probability of He^{++} Phys. Rev. 49 (1936) 402

[31] FOX, R.E. — Study of Multiple Ionization in Helium and Xenon by Electron Impact Advances in Mass Spectrometry, London 1959, edited by J.D. WALDRON

[32] RUDLOFF, W. — Messung absoluter Schwärzungskurven massenspektrographischer Photomaterialien für positive Ionen konstanter Energie Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, 1961

[33] TIMOSØHENKO, G. — Sputtering and Secondary Electron Emission of Metals Bombarded by Argon Ions J. appl. Phys. 12 (1941) 69-77

[34] KEYWELL, F. — Measurements and Collision-Radiation Damage Theory of High-Vacuum Sputtering Phys. Rev. 97 (1955) 1611-1619

[35] BOHR, N. — The Penetration of Atomic Particles through Matter K. Danske Vidensk. Selsk. mat.-fys. Medd. 18, 8 (1948)

[36] MOTT, N.F.; MASSEY, H.S.W. — The Theory of Atomic Collisions Oxford, 1949

[37] MASSEY, H.S.W.; BURHOP, E.H.S. — Electronic and Ionic Impact Phenomena Oxford, 1952

[38] SEEGER, G. — Theorie der Gitterfehlstellen Handbuch der Physik VII/1, Springer 1955

[39] NIELSEN, K.O. — The Range of Atomic Particles with Energies about 50 keV Electromagnetically enriched Isotopes and Mass Spectrometry, London 1956, edited by M.L. SMITH

[40] SEITZ, F.; KOEHLER, J.S. — Displacement of Atoms during Irradiation Solid State Physics 2, New York, 1956 edited by F. SEITZ and D. TURNBULL

[41] THOMMEN, K. — Über die Zerstäubung von Kristallen durch Kanalstrahlen Z. Phys. 151 (1958) 144-158

[42] RIDENOUR, L.N.; LAMPSON, C.W. — Thermionic Control of an Ionization Gauge Rev. sci. Instrum. 8 (1937) 162-164

[43] PIERCE, J.R. — Theory and Design of Electron Beams Toronto - New York - London, 1954

[44] FRICK, R. — Ein Elektrometer mit Schwingkondensator zum Ionennachweis bei massenspektroskopischen Untersuchungen Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, 1954

[45] SCHILO, H. — Untersuchungen einiger Eigenschaften von Photomultipliern Diplomarbeit, Freie Universität Berlin, 1959

[46] BRUNNEE, C.; JENKEL, L. — Untersuchung und Verbesserung des Störuntergrundes im Massenspektrometer Forschungsber. d. Landes Nordrhein-Westfalen Nr. 759, Köln/Opladen, 1959

Lebenslauf

Am 22. August 1931 wurde ich als Sohn des Bankangestellten Alfred Eitner und seiner Ehefrau Erna geb. Schneider in Beuthen/Oberschlesien geboren. Nach vierjähriger Volksschulzeit besuchte ich die Oberschulen in Kattowitz, Zwickau/Sachsen und zuletzt in Staßfurt, wo ich 1949 die Reifeprüfung ablegte. Danach war ich bis 1951 als Praktikant in einer Staßfurter Maschinenfabrik tätig.

Im Sommersemester 1951 nahm ich das Physikstudium an der Freien Universität Berlin auf. Im Wintersemester 1953/54 legte ich dort die Diplom-Vorprüfung ab. Von 1954 bis 1958 war ich als studentische, danach als wissenschaftliche Hilfskraft am I. Physikalischen Institut der Freien Universität Berlin angestellt. Während dieser Zeit fertigte ich die vorliegende Arbeit an.

Während meines Studiums hörte ich Vorlesungen und Übungen bei den Herren Professoren und Dozenten: A. Dinghas, G. Engel, E. J. Gumbel, R. Honerjäger, E. Jacobsthal, H. Lassen, W. Lautsch, H. Lichte, R. Lorenz, G. Ludwig, H. Meschkowski, K. Molière, H. H. Ostmann, M. Päsler, R. Ritter, E. Ruska, W. Stein und K. Ueberreiter.